

Barden, Raimund

Disbui. Mainz

1988

**Isomerie und Betazerfall:
Konversionselektronen- und γ -Spektroskopie
von neutronenarmen Kernen**

**um
 ^{100}Sn und ^{146}Gd**

**Dissertation
zur Erlangung des Grades
"Doktor der Naturwissenschaften"
am Fachbereich Physik
der
Johannes Gutenberg-Universität
Mainz**

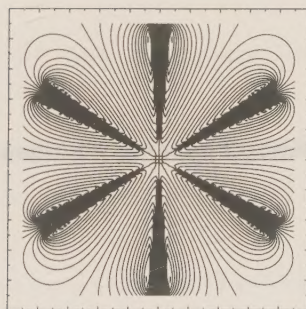
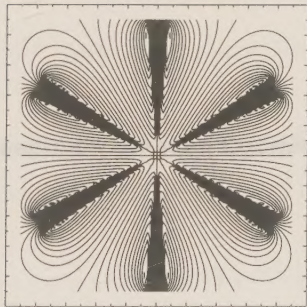
**vorgelegt
von
Raimund Barden
geboren in
Klotten/Mosel**

Mainz, im Juni 1988



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554418_0002



1. Berichterstatter: Dr. habil. E. Roeckl

2. Berichterstatter: Prof. G. Huber

Tag der mündlichen Prüfung: 15. Juli 1988

Inhaltsverzeichnis

1.0 Einführung	1
2.0 Ziel dieser Untersuchung	6

Experimentelle Technik

3.0 Erzeugung und Spektroskopie neutronenarmer Kerne um ^{100}Sn und ^{146}Gd	8
3.1 On-Line-Massenseparatoren an GSI und CERN	8
3.2 Die chemisch selektive Ionenquelle am On-Line-Massenseparator der GSI	11
4.0 Das Elektronenspektrometer	13
4.1 Einführung	13
4.2 Wahl des Spektrometertyps	15
4.3 Das Mini-Orangen-Filter	18
4.3.1 Prinzip	18
4.3.2 Berechnung des Magnetfeldes	19
4.3.3 Eigenschaften des Mini-Orangen-Filters	24
4.3.4 Mechanischer Aufbau	28
4.4 Detektorsystem	29

Untersuchungen um ^{100}Sn

5.0 Kernspektroskopie von neutronenarmen geraden Cadmiumisotopen	33
5.1 Vorüberlegungen	33
5.2 Experimenteller Aufbau	34
5.3 Betazerfall von ^{100}Cd	35
5.3.1 Identifikation und Halbwertszeit	35
5.3.2 Messung der Konversionselektronen	37
5.3.3 Übergangsintensitäten	44
5.3.4 Zerfallsschema von ^{100}Cd	44
5.3.5 Spin- und Paritätszuordnungen	45
5.3.6 Messung des Zerfalls-Q-Werts	47
5.3.7 Experimentelle Nachweisgrenze der Gamow-Teller-Stärke	49
5.4 Elektronenspektroskopie von ^{102}Cd	52
5.5 Erste Ergebnisse für ^{98}Cd	53
5.6 Bemerkung zum isomeren Zerfall von ^{99}Ag	55

6.0 Das 16-s-M3-Isomer in ^{104}In und der Betazerfall von ^{104}Sn	56
6.1 Motivation für die Untersuchung tiefliegender Niveaus in ^{104}In	56
6.2 Experimentelle Technik	58
6.3 Resultate	60
6.4 Induziertes Mischen von Kernzuständen unterschiedlichen Spins in starken Hyperfeinfeldern	62

7.0 Kernstrukturbetrachtungen in der Nähe von ^{100}Sn	66
7.1 Protonenorbitale	66
7.2 Neutronenorbitale	67
7.3 Multiplettstruktur von uu-Kernen nahe ^{100}Sn	68
7.4 Aufspaltung der 1^+ -Zustände	74
7.5 Vorhersagen für ^{98}Cd	79

Untersuchungen oberhalb ^{146}Gd

8.0 Isomerie und Betazerfall von Kernen mit ungerader Massenzahl oberhalb ^{146}Gd	80
8.1 Einführung	80
8.2 Betazerfall von ^{151}Yb und die Einteilchenzustände in den $N=82$ Kernen	83
8.3 Betazerfall der $1/2^+$ - und $11/2^-$ -Isomere in ^{151}Tm	85
8.4 Betazerfall von ^{151}Er	89

9.0 Gamow-Teller-Betazerfall der $N=82$ Kerne ^{150}Er und ^{152}Yb	91
9.1 Einleitung	91
9.2 Gamow-Teller-Betazerfall von ^{150}Er	92
9.3 Gamow-Teller-Betazerfall von ^{152}Yb	96

10.0 Betazerfall von $27/2^-$-Isomeren in $N=83$ Kernen	99
10.1 Einführung	99
10.2 Das $27/2^-$ -Isomer in ^{151}Er	100
10.2.1 Der isomere E3-Übergang	103
10.2.2 Der M2-Einteilchen-Übergang	107
10.3 Betazerfall des $27/2^-$ -Isomers in ^{151}Er	110
10.4 Betazerfall des $27/2^-$ -Isomers in ^{149}Dy	112
10.5 Suche nach einem $27/2^-$ -Hochspinisomer in ^{153}Yb	116
10.6 Beschreibung der Hochspinzustände durch eine Schalenmodellanalyse	117
10.7 Analogie der betazerfallenden Hochspinisomere in der 1g-Schale und 1h-Schale	122

Quenching der Gamow-Teller-Betastärke in der 1g- und 1h-Schale

11.0 Die Gamow-Teller-Betastärke	123
11.1 Einführung	123
11.2 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse	124
11.3 Vorhersagen des extremen Einteilchenschalenmodells	128
11.4 Paarungskorrektur	129
11.5 Grundzustandskorrelationen in den Mutterkernen	130
11.6 Betrachtungen zum Betazerfall der Vielteilchen-Hochspinoisomere	132
11.7 Diskussion	134
11.8 Ausblick	135
12.0 Zusammenfassung	137
13.0 Literaturverzeichnis	139

1.0 Einführung

Die Produktion und Spektroskopie von instabilen Atomkernen stellen ein interessantes Teilgebiet der Kernphysik dar. Seit der Entdeckung der Radioaktivität im Jahre 1896 durch Becquerel wurden ca. 50 natürlich vorkommende Radionuklide beobachtet, allerdings konnten erst 38 Jahre später zum ersten Mal instabile Nuklide künstlich durch Kernreaktionen erzeugt werden. Heute kennt man circa zweitausend Radionuklide (Fig. 1.1), und durch den Bau neuer Beschleuniger und detaillierterer Nachweismethoden werden immer exotischere Kerne hergestellt. So konnten in den letzten Jahren bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt neue Elemente mit den Ordnungszahlen $Z = 107-109$ entdeckt werden. Die Suche nach superschweren Elementen mit noch wesentlich höherer Ordnungszahl blieb bisher erfolglos. Bei der Spektroskopie neutronenarmer Kerne weitab der β -Stabilität konnte vor einigen Jahren bei Experimenten am Geschwindigkeitsfilter SHIP und am On-Line-Massenseparator an der GSI erstmals der Grundzustandsprotonenzerfall nachgewiesen werden. Die Emission von Neutronen aus dem Grundzustand neutronenreicher Kerne wurde bisher nicht beachtet.

Parallel zur experimentellen Entwicklung wuchs auch das theoretische Verständnis der Kernstruktur. Die empirische Beobachtung, daß bei einer bestimmten Anzahl von Protonen bzw. Neutronen die Kerne besonders stark gebunden sind, war der Schlüssel zur Entwicklung des wohl wichtigsten Kernmodells, des sogenannten Schalenmodells, durch Jensen, Haxel, Suess und Göppert-Mayer Ende der vierziger Jahre. Die Existenz dieser „magischen Zahlen“ deutete darauf hin, daß der Atomkern einen ähnlichen Schalenaufbau besitzt wie die Atomhülle. Im Gegensatz zur Atomhülle, in der die Elektronen sich im elektrischen Zentralfeld des Kerns bewegen, herrscht im Kern ein Kraftfeld vor, das aus der Überlagerung aller von den einzelnen Nukleonen ausgeübten Kräfte zustande kommt. Die einzelnen Nukleonen bewegen sich in diesem Kraftfeld unabhängig voneinander. Die Kernzustände werden aus der Drehimpulskopplung vieler einzelner Nukleonen beschrieben, die im allgemeinen sehr kompliziert ist. In der Nähe der Kerne mit magischer Protonen- und Neutronenzahl ist eine Beschreibung von Kernzuständen jedoch erheblich einfacher: Der Großteil der Nukleonen formt einen sogenannten Rumpf (Core), ähnlich der abgeschlossenen Schale in der Atomhülle, während einige wenige Valenz-Nukleonen außerhalb des Cores sich auf wohl definierten Orbitalen bewegen und somit viele Kerneigenschaften bestimmen.

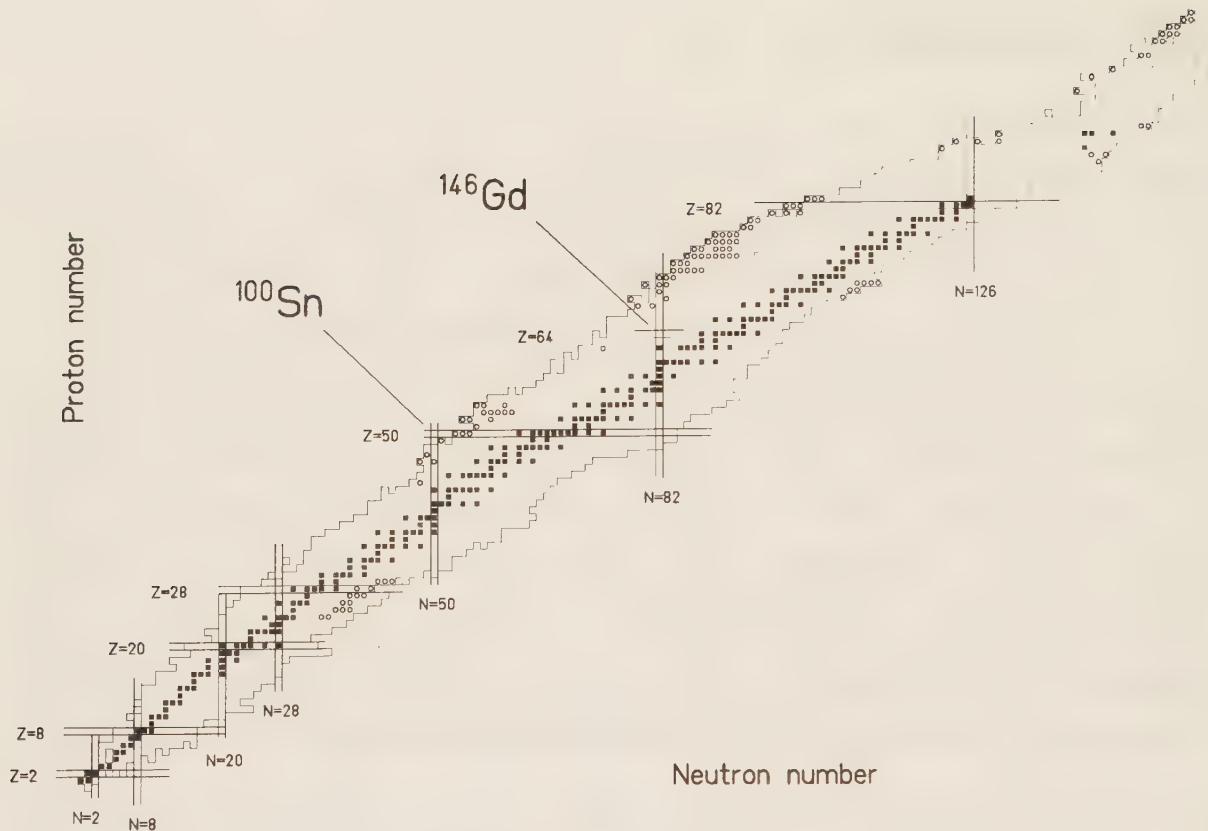


Fig.1.1

Karte der bekannten Radionuklide [nach ARM87]. Die vollen Quadrate kennzeichnen stabile Kerne. Die durchgezogene schwarze Linie ist die Grenzlinie der bekannten Nuklide. Die Schalenabschlüsse und die doppelt magischen Kerne ^{100}Sn und ^{146}Gd werden hervorgehoben. Die Kreise kennzeichnen bei GSI gefundene Radionuklide.

Die Spektroskopie von Kernen in der Nähe dieser doppelten Schalenabschlüsse ist daher besonders attraktiv für Kernstrukturuntersuchungen. Insbesondere dienen die experimentellen Ergebnisse wiederum zum Test der Kernmodelle. In der hier vorliegenden Arbeit werden die Eigenschaften von Kernen um die doppelten Schalenabschlüsse bei ^{100}Sn ($Z = N = 50$) und ^{146}Gd ($Z = 64$, $N = 82$) untersucht.

Für ^{100}Sn erwartet man gute doppelt magische Eigenschaften. Experimentell konnte dieser sehr neutronenarme Kern jedoch bisher nicht nachgewiesen werden. Ein wichtiges Ziel bilden daher Untersuchungen von Kernen in der unmittelbaren Umgebung des

doppelten Schalenabschlusses. Bei der GSI Darmstadt wurden in Kollaboration mit der Universität Warschau die Zerfallseigenschaften insbesondere der doppelt geraden (gg) Kerne nahe ^{100}Sn untersucht. So wurden die Zerfälle der geraden Zinnisotope bis einschließlich ^{104}Sn (vier Neutronen oberhalb ^{100}Sn) [RAT86, BAR88] und ^{96}Pd (vier Protonen unterhalb ^{100}Sn) [RYK85] am On-Line-Massenseparator studiert.

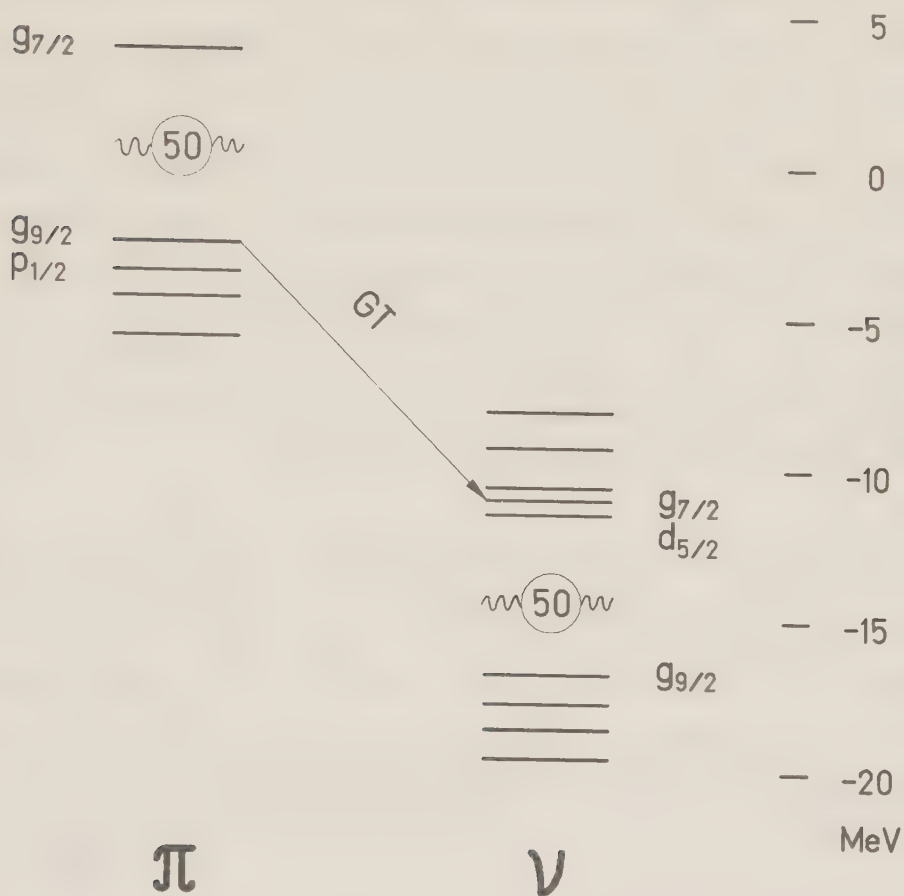


Fig.1.2

Einteilchen-Schalenmodell-Diagramm um $^{100}_{50}\text{Sn}_{50}$ nach Blomqvist [BLO83A]. Der schnelle Gamow-Teller-Betaübergang verbindet die Spin-Orbitpartner $\pi g_{9/2}$ und $\nu g_{7/2}$.

Das Einteilchendiagramm (Fig. 1.2) zeigt, daß zwischen $Z = 40$ und $Z = 50$ die Protonen die $1g_{9/2}$ -Schale auffüllen, die bei ^{100}Sn vollständig gefüllt sein sollte. Oberhalb $N = 50$ füllen die Neutronen die $2d_{5/2}$ -Schale auf, während im einfachen Einteilchenmodell die höherliegende $1g_{7/2}$ -Schale vollständig leer sein sollte. Dies ermöglicht einen schnellen Gamow-Teller(GT)-Betaübergang eines Protons aus einer (fast) vollständig gefüllten $\pi g_{9/2}$ -Schale in das unbesetzte $\nu g_{7/2}$ -Orbital.

Erste Hinweise auf den doppelt magischen Charakter von ^{146}Gd ergaben sich schon in den fünfziger Jahren durch Q_α -Systematiken [RAS53]. In späteren detaillierteren kernspektroskopischen Untersuchungen wurde zunächst aufgrund falscher Spin- und Paritätszuordnungen der ersten angeregten Niveaus der doppelte Schalenabschluß nicht erkannt. Erst in den letzten Jahren konnten, insbesondere durch Arbeiten von Kleinheinz und Mitarbeitern, die doppelt magischen Eigenschaften von ^{146}Gd gezeigt werden: Die Lage des tiefsten 2^+ -Niveaus bei 2 MeV Anregungsenergie ist ~ 300 keV höher als in den benachbarten $N = 82$ Kernen [OGA78] und bildet ein wichtiges Argument für den $Z = 64$ Schalenabschluß bei ^{146}Gd . In vielen nachfolgenden Arbeiten konnte gezeigt werden, daß ^{146}Gd sich ähnlich wie der doppelt magische Kern ^{208}Pb ($Z = 82$, $N = 126$) verhält. Bei letzterem ist der Schalenabschluß jedoch stärker betont. Man klassifiziert daher ^{146}Gd auch als semi-doppelt magisch, ähnlich ^{90}Zr ($Z = 40$, $N = 50$).

Fig. 1.3 zeigt das empirische Einteilchendiagramm für Kerne um ^{146}Gd . Eingetragen sind die für die Kernstrukturbetrachtungen wichtigen Einteilchenniveaus. Oberhalb $Z = 64$ füllen die Protonen die energetisch benachbarten $3s_{1/2}$ -, $2d_{3/2}$ - und $1h_{11/2}$ -Orbitale. Die große Spindifferenz zwischen dem $h_{11/2}$ -Niveau und den beiden anderen Orbitalen, ist in Kernen mit ungerader Protonenzahl Grund für eine Ausbildung von Hoch- und Niederspinisomeren. Die Valenzneutronen bevölkern oberhalb $N = 82$ das tiefliegende $\nu 2f_{7/2}$ -Orbital und bei höherer Anregungsenergie die $3p_{3/2}$ - und $1h_{9/2}$ -Niveaus. Der Betazerfall in der Gegend um ^{146}Gd wird dominiert durch einen schnellen Gamow-Teller-Übergang eines $h_{11/2}$ -Protons in ein $h_{9/2}$ -Neutron.

Die in dieser Arbeit betrachteten Kerne haben, abgesehen von der unmittelbaren Nähe zum doppelten Schalenabschluß, auch eine starke Analogie in den Zerfallseigenschaften: Ein schneller GT-Betaübergang verbindet Spin-Orbit-Partner. Ein Proton aus einem $j_>$ -Orbital zerfällt in ein Neutron in die $j_<$ -Schale, also

$$\pi j_> \xrightarrow{\text{GT}} \nu j_<$$

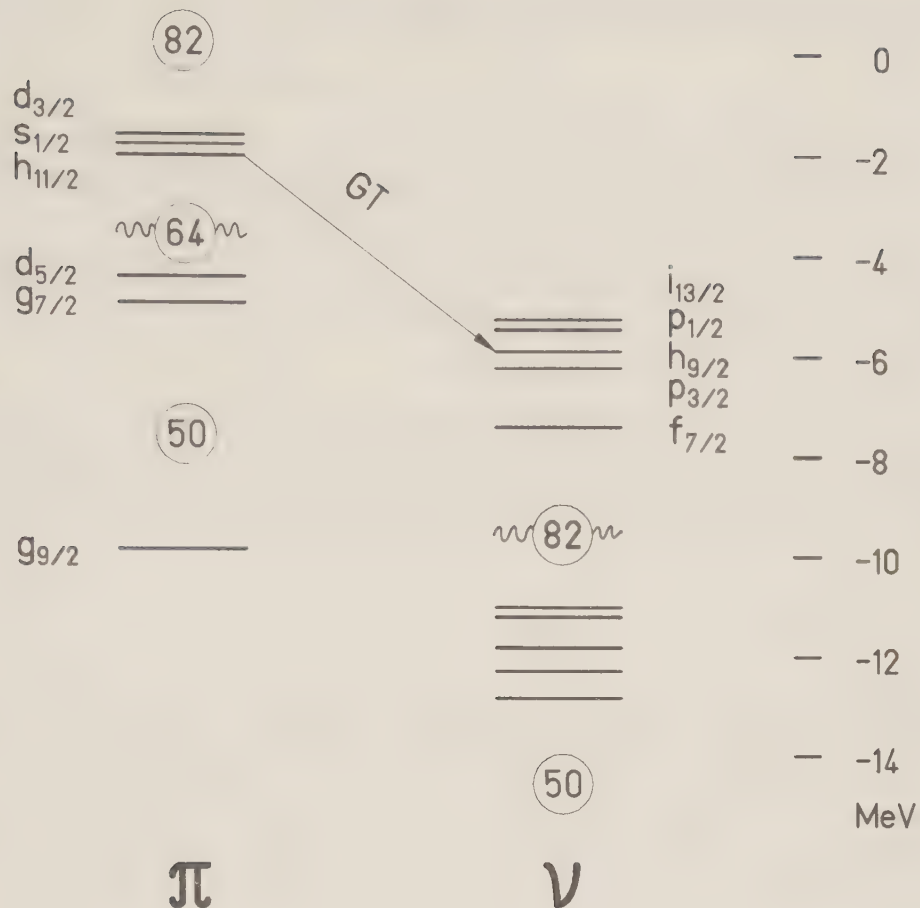


Fig.1.3 Empirische Schalenmodell-Orbitale um $^{146}_{64}\text{Gd}_{82}$ [BLO83A]. Im schnellen Gamow-Teller-Betazerfall wird ein $h_{11/2}$ -Proton in ein $g_{9/2}$ -Neutron umgewandelt.

Ein solcher Übergang ist sehr schnell, da ein großer Überlapp der Wellenfunktion besteht und z.T. viele Nukleonen zur Verfügung stehen. Für den Betazerfall von ^{100}Sn zum Beispiel mit zehn $g_{9/2}$ -Protonen sagt das extreme Einteilchenmodell einen $\log ft$ -Wert von 2,34 voraus: Ein derartiger Zerfall wäre wesentlich schneller als bei supererlaubten Fermi-Übergängen, und schon aufgrund dieser Überlegungen erscheinen genauere Untersuchungen interessant.

2.0 Ziel dieser Untersuchung

Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht eine Untersuchung von Kernen um ^{100}Sn mit $Z \leq 50$ und $N \geq 50$ und oberhalb ^{146}Gd mit $Z > 64$ und $N \sim 82$. In der unmittelbaren Umgebung des doppelten Schalenabschlusses ^{146}Gd sind bereits umfangreiche Informationen vorhanden. Diese bilden die Basis zur Interpretation der Kernstruktur oberhalb $Z = 64$. Betrachtungen um ^{100}Sn sind wesentlich schwieriger, da der doppelt magische Kern und die unmittelbaren Nachbarn experimentell unbekannt sind.

Ein wichtiger Ansatz zum Verständnis der Kernstruktur ist durch den GT-Betazerfall gegeben, der Spin-Orbitpartner verbindet. Für den Betazerfall von doppelt geraden Kernen erwartet man die gesamte Übergangsstärke in ein einziges 1^+ -Niveau des Tochterkerns.

$$|0^+ > \xrightarrow{\text{GT}} |(\pi j_{>}^{-1} \nu j_{<}), 1^+ >$$

Die GT-Stärke läßt sich aus dem Schalenmodell berechnen. Im Experiment beobachtet man jedoch eine Diskrepanz zu den theoretischen Vorhersagen: Für alle Kerne scheint das Verhältnis zwischen experimenteller und theoretischer GT-Stärke kleiner als Eins zu sein (GT-Quenching). Die theoretische Stärke wird dabei auf den Zerfall des freien Neutrons bezogen. Für schwere Kerne können geeignete theoretische Berechnungen der GT-Stärke nur in unmittelbarer Nähe der Schalenabschlüsse ausgeführt werden. Detaillierte Rechnungen existieren z. B. von Towner [TOW85] für die $N=50$ Kerne zwischen ^{90}Zr und ^{100}Sn und die $N=82$ Kerne oberhalb ^{146}Gd .

Einen experimentellen Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die Untersuchung des Zerfalls von ^{100}Cd . Erste Testmessungen zum Nachweis betaverzögerter Strahlung des $N=50$ Kerns ^{98}Cd mit nur zwei Protonen unterhalb ^{100}Sn werden vorgestellt. Ebenso studiert wurden die Zerfälle der $N=82$ Kerne ^{150}Er und ^{152}Yb .

Im Gegensatz zu den Erwartungen aus dem einfachen Schalenmodell beobachtet man bei den Zerfällen um ^{100}Sn eine Aufspaltung der GT-Zerfallsstärke auf mehrere 1^+ -Niveaus. Ein Studium dieses Phänomens erscheint sehr wichtig zur Interpretation der Kernstruktur. Daher ist es notwendig, auch in Bezug auf die Untersuchung der absoluten GT-Stärke, alle im Betazerfall gespeisten 1^+ -Niveaus zu identifizieren. Dies stellt hohe Anforderungen an die Qualität der Spektroskopie.

Die im Betazerfall von doppelt geraden Kernen gespeisten Zustände in den doppelt ungeraden (uu) Kernen eignen sich zum Studium der π - ν -Multipllettstruktur. Hier zeigt sich der Einfluß der Restwechselwirkung.

Ein bemerkenswertes Phänomen in der Nähe von doppelten Schalenabschlüssen ist die Ausbildung von Vielteilchen-Hochspinisomeren. Die Bildung solcher Isomere ist möglich, wenn die stark anziehende π - ν -Restwechselwirkung den Zustand mit völlig ausgerichtetem Spin stark absenkt. Die Halbwertszeit dieser Isomere bei hoher Anregungsenergie kann so groß sein, daß ein schneller Betazerfall konkurrieren kann. Ein Studium dieser äußerst seltenen Kernzerfälle ist sehr attraktiv, insbesondere da die Konfiguration dieser Isomere besonders rein ist. Die Anregungsenergie kann aus Schalenmodellrechnungen mit empirischen Wechselwirkungen bestimmt werden. Die Untersuchung der betazerfallenden $27/2^-$ -Isomere in den Kernen ^{149}Dy und ^{151}Er stellt den zweiten Schwerpunkt dieser Arbeit dar.

Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde im Kern ^{104}In ein M3-Isomer mit einer Halbwertszeit von 16 s identifiziert, dessen Anregungsenergie eine sehr kleine Energiedifferenz zu einem kurzlebigen Niveau besitzt. In einem starken äußeren Feld könnte dies zu einer experimentell beobachtbaren Mischung von Kernzuständen mit unterschiedlichem Spin führen. Ein mögliches Experiment hierzu am neuen Speicherring ESR der GSI wird diskutiert.

Die hier vorgestellten Kernstrukturuntersuchungen wurden mit den Techniken der γ - und Konversionselektronen-Spektroskopie durchgeführt. Den apparativen Schwerpunkt dieser Arbeit bildete die Entwicklung und der Aufbau eines hochauflösenden Elektronenspektrometers vom Typ „Mini-Orange“, mit hohem Ansprechvermögen bei guter Untergrundunterdrückung.

3.0 Erzeugung und Spektroskopie neutronenarmer Kerne um ^{100}Sn und ^{146}Gd

3.1 *On-Line-Massenseparatoren an GSI und CERN*

In den folgenden Experimenten zur Spektroskopie von sehr neutronenarmen Kernen mit der Masse $A \sim 100$ bzw. 150 wurden zwei unterschiedliche Methoden zur Produktion ausgenutzt:

- (i) Fusions-Evaporationsreaktionen durch Schwerionenbeschuß an der Coulomb-schwelle. Diese Experimente wurden am On-Line-Massenseparator der GSI [BRU81] durchgeführt. Der am häufigsten verwendete Strahl war ^{58}Ni mit einer typischen Intensität von 30-50 Teilchen-nA bei einer Strahlenergie von ca. 5 MeV/A. Für bestimmte Experimente wurde erstmals an der GSI ein ^{64}Zn -Strahl beschleunigt. Typische Targets zum Studium der neutronenarmen Seltenen Erden waren 1-4 mg/cm² ^{93}Nb , $^{92, 94, 96}\text{Mo}$ und ^{96}Ru . Zu Experimenten in der ^{100}Sn -Gegend dienten vor allem ^{50}Cr -Targets.
- (ii) Spallationsreaktionen durch Beschuß von hochenergetischen Protonen (bzw. ^3He). Die 600-MeV-Protonen wurden aus dem Synchro-Zyklotron (SC) des CERN in Genf mit einem typischen Strom von 1-3 μA geliefert. Wegen der großen Reichweite von hochenergetischen Protonen (bzw. ^3He) können sehr dicke Targets verwendet werden. Für Experimente an neutronenarmen Cadmiumisotopen, die am On-Line-Massenseparator ISOLDE II durchgeführt wurden, diente ein ca. 100 g/cm² dickes Target aus geschmolzenem Zinn. Für Experimente an neutronenarmen Seltenen Erden wurde ein ca. 120 g/cm² dickes Tantalfolientarget eingesetzt.

In beiden Fällen wurde zur Separation der Radionuklide im Targetbereich eine ähnliche sehr selektive Technik angewendet: Die Reaktionsprodukte werden in einer Ionenquelle aufgesammelt, einfach ionisiert, durch eine Potentialdifferenz von typischerweise ca. 50 kV extrahiert und in einem magnetischen Dipolfeld massensepariert. Als Beispiel ist in Fig. 3.1 der On-Line-Massenseparator der GSI dargestellt. In beiden Separatoren wird die Aktivität als Punktquelle auf ein leitendes Band fokussiert, für eine bestimmte Zeit (je nach Produktionsausbeute bis zu zwei Halbwertszeiten des zu untersuchenden

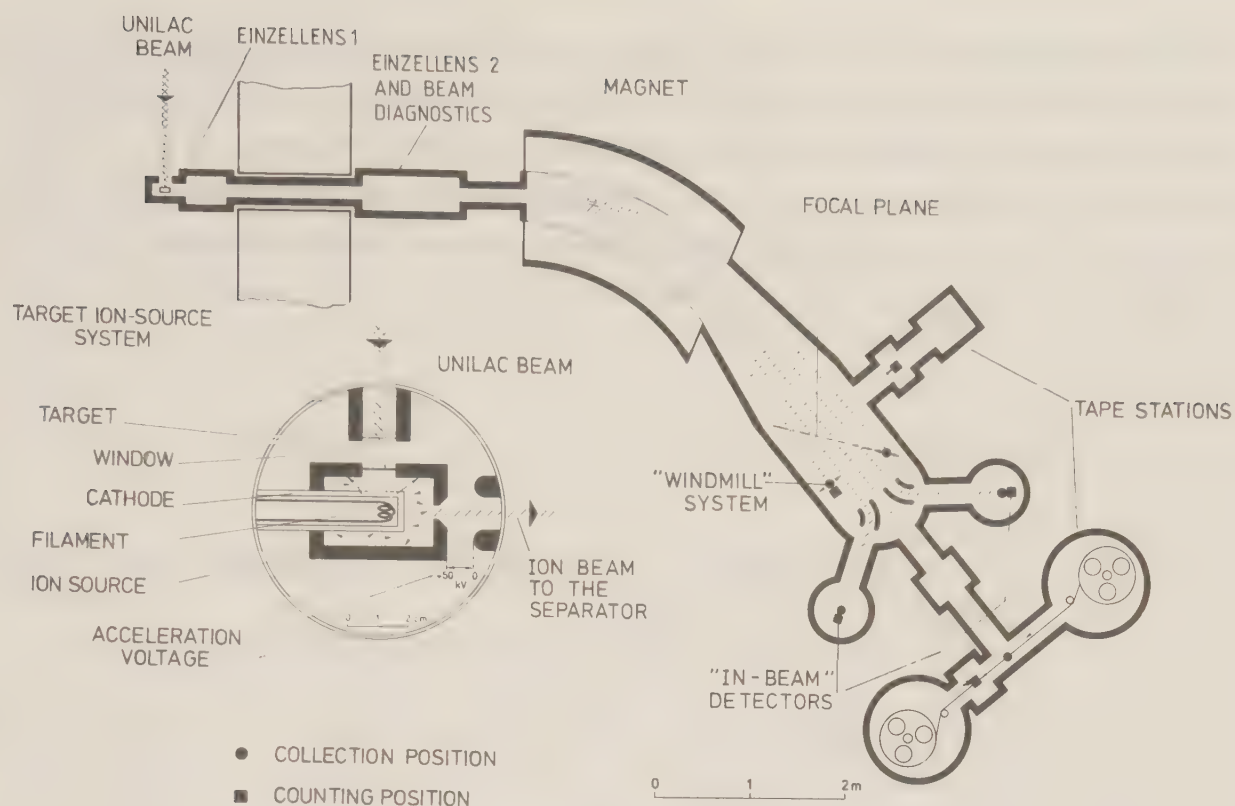


Fig. 3.1 Der On-Line-Massseparator der GSI

Radionuklids) aufgesammelt und anschließend in eine Meßposition transportiert. Bei sehr kurzen Halbwertszeiten kann auch in der Sammelposition gemessen werden.

Trotz der prinzipiellen Ähnlichkeit beider Anlagen, ist die für den Kernspektroskopiker interessante Charakteristik der Radionuklidausbeute recht unterschiedlich. Dies gibt die Möglichkeit, für das gewünschte Nuklid die jeweils günstigste Maschine auszuwählen. Charakteristisch für ISOLDE ist die extrem hohe Produktionsrate von bis zu ca. 10^{11} Teilchen/s. Figur 3.2 zeigt ein Beispiel für die Erzeugung von Radionukliden in der Gegend der Seltenen Erden durch Beschuß von 600-MeV-Protonen auf ein Tantaltarget. Die Ausbeuten sind nahe der Betastabilität am größten und nehmen schnell ab. In einer massenseparierten Quelle befinden sich in der Regel viele Isobare mit zum Teil hoher Aktivität. Daher ist es sehr schwierig, mit γ -spektroskopischen Methoden schwach produ-

zierte Zerfallskanäle zu untersuchen. Außerordentlich erfolgreich ist hier jedoch die Alpha- und Protonenspektroskopie, da die weniger exotischen Kerne diese Zerfallskanäle oft nicht zeigen. Bei sehr leicht flüchtigen Elementen wie Cadmium, Zink und Quecksilber ist jedoch eine hohe chemische Selektivität möglich. Für diese Elemente ergeben sich dadurch hervorragende spektroskopische Bedingungen. Aus diesem Grund wurden die Untersuchungen der neutronenarmen Cadmiumisotope an ISOLDE durchgeführt.

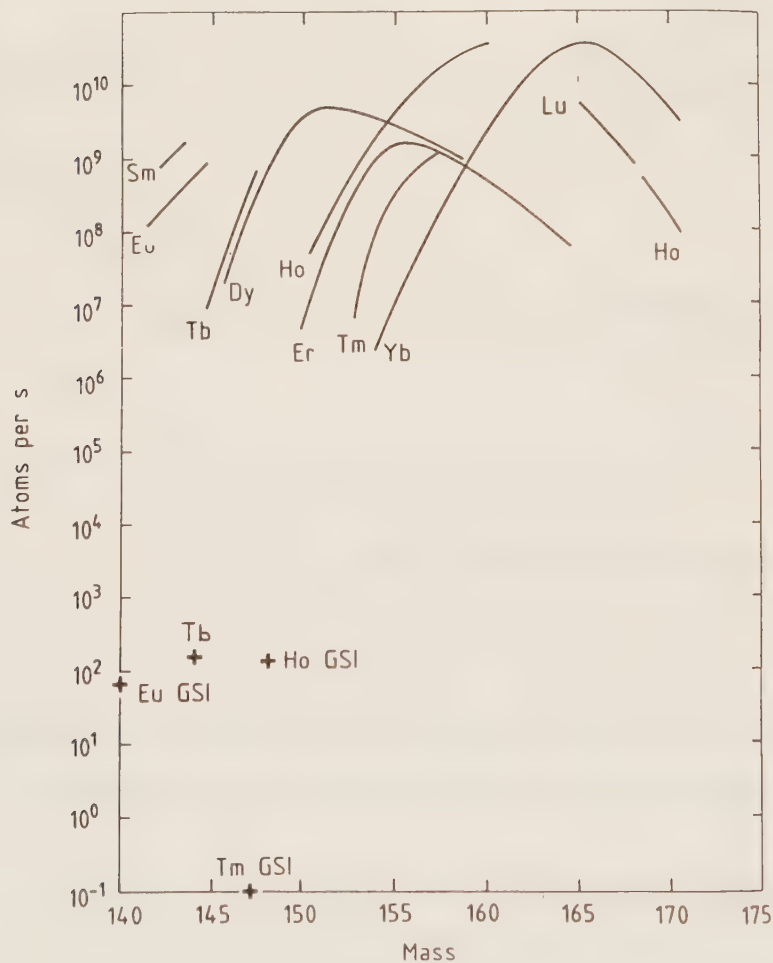


Fig. 3.2

Ausbeuten von Radionukliden an ISOLDE in der Gegend der Seltenen Erden durch Beschuß von 600-MeV-Protonen auf ein Tantaltarget (durchgezogene Linien). Im Vergleich dazu sind einige Beispiele exotischer Reaktionsprodukte angedeutet, die durch Fusions-Evaporationsreaktionen an der GSI erzeugt wurden (Kreuze) [aus RAV86].

Die Erzeugungsraten am On-Line-Massenseparator der GSI sind im allgemeinen bedeutend kleiner. In Fig. 3.2 sind einige Beispiele durch Kreuze angedeutet. Trotzdem hat sich auch dieses Gerät als sehr erfolgreich erwiesen. Das liegt zum einen daran, daß bei sehr exotischen Reaktionskanälen die Produktionsraten zu ISOLDE vergleichbar werden. Zum anderen werden durch den Reaktionsprozeß (Fusions-Evaporation) in der Regel bedeutend reinere Quellen mit weniger Untergrundaktivitäten erzeugt. Wegen der wesentlich kleineren Ionenquellenanordnung sind deren Verzögerungszeiten außerdem relativ klein. Als besonders erfolgreich erwies sich eine neue Entwicklung [KIR86], die zusätzlich zur Massenseparation eine chemische Selektivität für viele Elemente ermöglicht.

3.2 Die chemisch selektive Ionenquelle am On-Line-Massenseparator der GSI

Das Prinzip des chemischen Trennverfahrens in der Ionenquelle [KIR86, KIR 87] ist in Fig. 3.3 schematisch dargestellt. Die im Target gebildeten Reaktionsprodukte werden auf einer heißen Fängerfolie (Catcher) innerhalb der Ionenquelle (Volumen ca. 1 cm³) gestoppt und simultan aufgrund der Festkörperdiffusion wieder freigesetzt. An einem ca. 0,5 cm² großen gekühlten Absorber werden die Reaktionsprodukte innerhalb der Ionenquelle akkumuliert und durch schnelles periodisches Aufheizen des Absorbers freigesetzt. Das zeitliche Profil der Emission von Ionen ist gegeben durch die Adsorptionseenthalpie bezüglich der Oberfläche des Adsorbers und ist damit elementspezifisch. Fig. 3.3 verdeutlicht das charakteristische Austrittsverhalten am Beispiel der Elemente Indium und Zinn. Bei schnellem Aufheizen der Kühlfalle tritt zuerst Indium (Halbwertsbreite der zeitlichen Pulsstruktur (Bunch) $t_{FWHM} \sim 1$ s) aus und zeitlich davon getrennt Zinn mit einem breiten Profil ($t_{FWHM} \sim 3-10$ s).

Mit einem zeitlich synchronisierten Verschluß im massenseparierten Strahl kann das unerwünschte Element ausgeblendet werden. In Kap. 6 ist ein Experiment beschrieben, in dem Isobare beider Elemente periodisch nacheinander im selben Detektorsystem spektroskopiert wurden.

Diese Technik bietet also zwei wichtige Vorteile:

- Anreicherung bestimmter Aktivitäten in der Ionenquelle,
- Chemische Trennung.

In der Zinn-Gegend erwies sich diese Technik für viele Anwendungen als äußerst erfolgreich. Für das Gebiet der Seltenen Erden ist diese Methode jedoch wegen der ähnlichen chemischen Eigenschaften der Nachbarelemente weniger geeignet. Für die Elemente Ytterbium und Europium ist dennoch eine Anwendung dieser Trennmethode denkbar [KIR87].

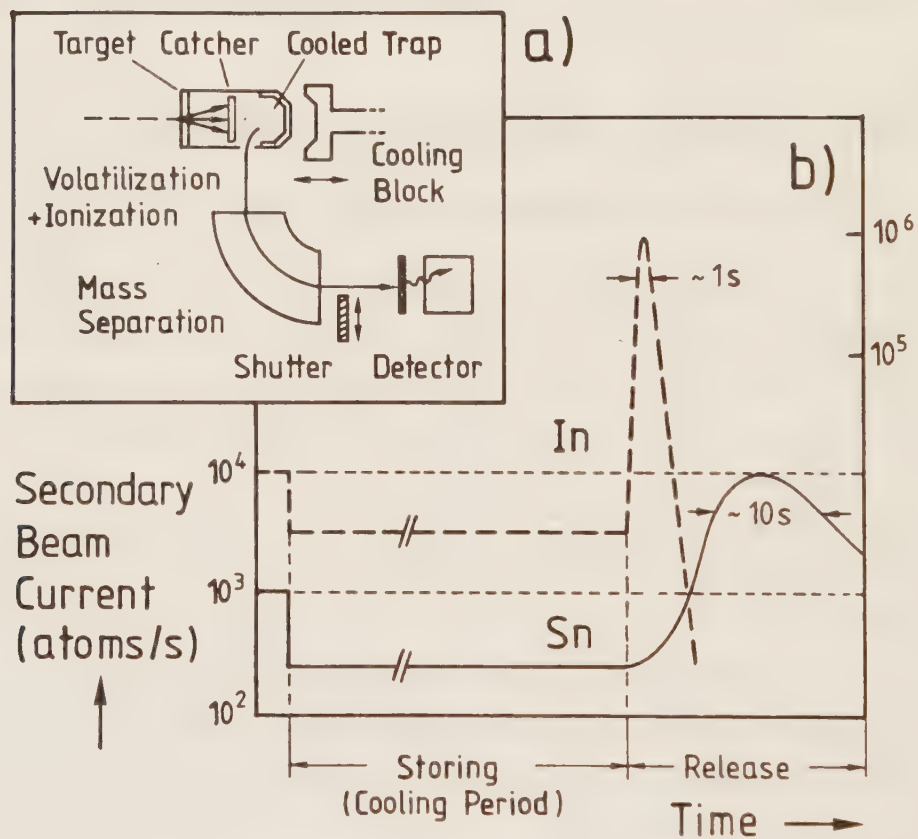


Fig. 3.3

Wirkungsweise der gebunchten Ionenquelle am On-Line-Massenseparator der GSI. (a) Methode, (b) Elementspezifisches Emissionsprofil für Indium und Zinn.

4.0 Das Elektronenspektrometer

4.1 Einführung

Elektronenspektroskopie ist in Ergänzung zur γ -Spektroskopie ein nützliches Werkzeug zur Untersuchung von Kerneigenschaften. Durch den Bau eines Elektronenspektrometers, das in diesem Kapitel beschrieben werden soll, wurde diese Form der Spektroskopie erstmals am On-Line-Massenseparator der GSI angewandt.

Jeder Übergang zwischen zwei Kernniveaus erfolgt durch elektromagnetische Strahlung (γ) oder durch Emission von Hüllenelektronen (innere Konversion). Bei Übergängen mit einer Energiedifferenz größer als $2 m_0 c^2 = 1,022 \text{ MeV}$ kann zusätzlich die sogenannte innere Paarbildung auftreten, bei der ein Elektron-Positronpaar emittiert wird. Auf diesen relativ schwachen Zerfallskanal soll im folgenden nicht näher eingegangen werden. Der Prozeß der inneren Konversion entsteht durch Coulombwechselwirkung zwischen Kern und Hülle. Die Übergangsenergie E_x wird dabei auf das Hüllenelektron übertragen. Die kinetische Energie E_e beträgt

$$E_e = E_x - B_e$$

wobei B_e die Bindungsenergie des Hüllenelektrons ist. Je nachdem aus welcher Schale das Elektron emittiert wird, spricht man von K-, L-, M-,... Konversion.

Der Prozeß der inneren Konversion ist theoretisch sehr gut verstanden, so daß man das Verhältnis der Elektronen- und Gammaintensität I_e und I_γ ,

$$\alpha = I_e / I_\gamma$$

genau berechnen kann. Dieses Verhältnis, der sogenannte Konversions-Koeffizient, ist abhängig von der Multipolarität der Strahlung, der Ordnungszahl des Elements und der Übergangsenergie. Mit α_K , α_L ,... bezeichnet man ferner das Verhältnis der Zahl der Elektronen aus den einzelnen Unterschalen zur Zahl der γ -Quanten. Dabei gilt:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$$

Theoretische Konversionskoeffizienten sind tabelliert in verschiedenen Veröffentlichungen z.B. [RÖS78], [HAG68]. Durch Vergleich der experimentellen und der

theoretischen Konversionskoeffizienten kann die Multipolarität der Strahlung ermittelt werden, die eine wichtige Information zur Bestimmung des Spins und der Parität von Kernniveaus darstellt. Wie man aus gemessenen Spektren die Multipolarität bestimmt, wird in Kap. 5 am Beispiel des Zerfalls $^{100}\text{Cd} \rightarrow ^{100}\text{Ag}$ ausführlich beschrieben. Spin und Paritätszuordnungen bilden einen wichtigen Bestandteil zur Interpretation der Kernstruktur.

Während bei großen Übergangsenergien der Konversionskoeffizient relativ klein ist, wird die innere Konversion bei niedrigen Energien zunehmend dominierend. So ist zum Beispiel für einen M1-Übergang von $E_\gamma = 100 \text{ keV}$ im Gadolinium ($Z=64$) der K-Konversionskoeffizient $\alpha_K = 1,7$. Die Spektroskopie von niederenergetischen Elektronen ist bei In-Beam-Messungen wegen auftretender δ -Elektronen besonders schwierig. Diese Schwierigkeit besteht jedoch nicht bei Experimenten an On-Line-Massenseparatoren. Im Gegenteil: Durch Implantation von ca. 50-kV-Ionen werden sehr dünne Quellen produziert, die Elektronen ohne nennenswerten Energieverlust emittieren. Das Trägermaterial der Quelle (Band) sollte elektrisch leitend sein, um Potentialschwankungen auszuschließen. Probleme mit δ -Elektronen und Neutronen gibt es nicht, so daß hier Spektroskopie besonders einfach bei niederenergetischen Elektronen ($20 \text{ keV} < E_e < 200 \text{ keV}$) ist. Wichtig ist jedoch eine gute Unterdrückung von β^+ , γ , X und sonstigem Untergrund.

Die Kenntnis des Konversionskoeffizienten ist ferner notwendig, um die absolute Intensität ($I^{\text{tot}} = I_\gamma + I_e$) eines Übergangs zu bestimmen. Dies spielt eine große Rolle bezüglich der Intensitätsbilanz und der Frage nach einer möglichen β -Speisung eines Niveaus. Auch dies wird am Beispiel des Zerfalls von ^{100}Cd gezeigt.

Bei sehr niedrigen Produktionsraten kann Konversionselektronen-Spektroskopie ein sehr empfindliches Instrument zur Identifikation von neuen, bisher unbekannten Isotopen darstellen, sofern ein stark konvertierter Übergang im Zerfall gespeist wird. Gelingt es, den Untergrund im Spektrometer sehr klein zu halten, kann Elektronenspektroskopie der γ - bzw. Röntgen-Spektroskopie gleichwertig, ja sogar überlegen sein. Ein Beispiel hierfür ist die Suche nach betaverzögerter Strahlung von ^{98}Cd , nur zwei Protonen unterhalb ^{100}Sn . Die Elektronenspektren zeigen eine Linie mit $T_{1/2} = 8,1 \pm 0,5 \text{ s}$, die wir vorläufig dem Zerfall von ^{98}Cd zugeordnet haben. Durch die Energiedifferenz zwischen K- und L-Linie kann direkt das Element bestimmt werden.

Eine weitere wichtige Anwendung der Elektronenspektroskopie zeigt sich bei der Untersuchung von Isomeren. Der isomere Übergang ist meist stark konvertiert und daher nicht leicht mit γ -spektroskopischen Methoden nachweisbar. Beispiele hierfür werden beschrieben in Kap. 6 (^{104m}In) und Kap. 10 (^{151m}Er).

4.2 Wahl des Spektrometertyps

Physikalische und praktische Anforderungen bestimmen Typ und Aufbau des Elektronenspektrometers. Das Spektrometer sollte relativ kompakt sein, vergleichbar in der Größe mit einem γ -Detektor. Es muß an die entsprechenden Strahlrohre in Verbindung mit einem Bandgerät angeflanscht werden können. Darüber hinaus sollte das Vakuumsystem so ausgelegt sein, daß der Detektor unabhängig von der Qualität des Vakuums irgendeines Strahlrohres betrieben werden kann. Einfache Handhabung und preisgünstige Realisation stellen ebenso wichtige Kriterien dar wie gutes Auflösungsvermögen und Untergrundunterdrückung. Das Gerät sollte den gesamten Energiebereich der Elektronenspektroskopie abdecken, speziell im Bereich zwischen 20 keV und 2 MeV. Da bei der Spektroskopie von sehr exotischen Kernen weitab der Betastabilität im allgemeinen mit geringen Zählraten gemessen werden muß, ist auch eine hohe Nachweisempfindlichkeit wichtig.

Die ersten Überlegungen galten daher der Wahl des Spektrometertyps. Spektroskopie mit elektrostatischen Analysatoren ist wegen der hohen elektrischen Steifigkeit von Konversionselektronen kaum möglich. Lediglich bei kleinen Elektronenenergien ($E_e < 30$ keV) scheint diese Methode interessant zu sein. Zur Fokussierung oder zum Transport von Konversionselektronen kommen daher eigentlich nur magnetische Felder in Frage.

Bei Magnetspektrometern nutzt man die unterschiedliche magnetische Steifigkeit ($B\rho$) von Elektronen aus, die direkt proportional dem Impuls ist. Elektronen mit einem bestimmten Impuls, die aus einer Punktquelle emittiert werden, werden in einem Bildpunkt fokussiert und nachgewiesen, während alle anderen Elektronenimpulse defokussiert werden. Durch periodische Änderungen der magnetischen Feldstärke kann das gesamte Spektrum gemessen werden. Die Auflösung eines Spektrometers wird mit $\Delta p/p$ angegeben. Es existiert eine große Vielfalt dieser Spektrometer: Die modernste Form dieses Typs stellt wohl das Orangenspektrometer [MOL60] dar. Charakteristische Daten sind ca.

10 % maximale Transmission bei einem Auflösungsvermögen $\Delta p/p \cong 0,5 \%$. Der große Nachteil derartiger Magnetspektrometer besteht darin, daß zu einem festen Zeitpunkt immer nur der kleine Anteil $\Delta p/p$ des Gesamtspektrums gemessen wird; das Gesamtspektrum muß Punkt für Punkt vermessen werden.

Dieser Nachteil, der besonders gravierend ist bei sehr niedrigen Quellstärken, existiert nicht bei Verwendung von Halbleiterelektronenzählern. Ein Siliziumdetektor (Si(Li)) ist hier das energiedissipative Element. Typische Auflösungen von stickstoffgekühlten Zählern sind in der Größenordnung 1-2 keV. Da der Detektor jedoch auch auf andere Kernstrahlungsarten empfindlich ist, werden solche Spektrometer meist in Verbindung mit Magnetfeldern betrieben. Das Magnetfeld dient hier jedoch nicht zu Energieauflösung, sondern zum Transport von Konversionselektronen auf den Halbleiterdetektor. Alle anderen Strahlungsarten, z.B. γ - oder β^+ -Strahlen, die Untergrundprobleme hervorrufen, sollen möglichst vom Detektor abgeschirmt werden.

Das Solenoidspektrometer (z.B. [BAC78]) ist eine heute weitverbreitete Form dieses Typs. Zum Transport der Elektronen wird meist ein homogenes Magnetfeld benutzt. Es kann in verschiedenen Moden betrieben werden. In einem Breitbandmode kann bei starken Magnetfeldern ($B \cong 0,6 \text{ T}$) hohe Transmission über einen weiten Impulsbereich erreicht werden. Eine Trennung von Elektronen und Positronen kann mit einer Spezialblende erfolgen, die den unterschiedlichen Drehsinn dieser Teilchen im Magnetfeld berücksichtigt. Eine solche Trennung kann auch durch Anwendung einer inhomogenen toroidalen Magnetfeldkomponente [KAN84] vollzogen werden. Im magnetischen Linsenspektrometer-Mode wird durch mehrere konische Blenden nur ein bestimmter Impulsbereich auf den Detektor fokussiert. Typische Werte [BAC78] sind $\Delta p/p = 0,12$ und 2% Raumwinkel. Das Impulsfenster Δp wird durch periodische Magnetfeldänderung über den gewünschten Impulsbereich bewegt. Durch Anwendung von stark inhomogenen Magnetfeldern im Quellenbereich kann die Transporteffizienz erheblich gesteigert werden [BAR85].

Magnetfelder werden in der Regel durch normal- oder supraleitende Spulen erzeugt. Eine derartige Verwendung ist jedoch kaum mit unserer Voraussetzung nach Kompaktheit und preisgünstiger Realisation in Einklang zu bringen. Leistungsfähige Permanentmagnete mit hohem Energieprodukt bieten hier eine echte Alternative: Während bis vor ca. 10 Jahren Magnetwerkstoffe kaum für solche Zwecke zu verwenden waren, erfüllen Permanentmagnete auf Samarium-Kobalt-Basis wichtige Voraussetzungen zur Anwendung

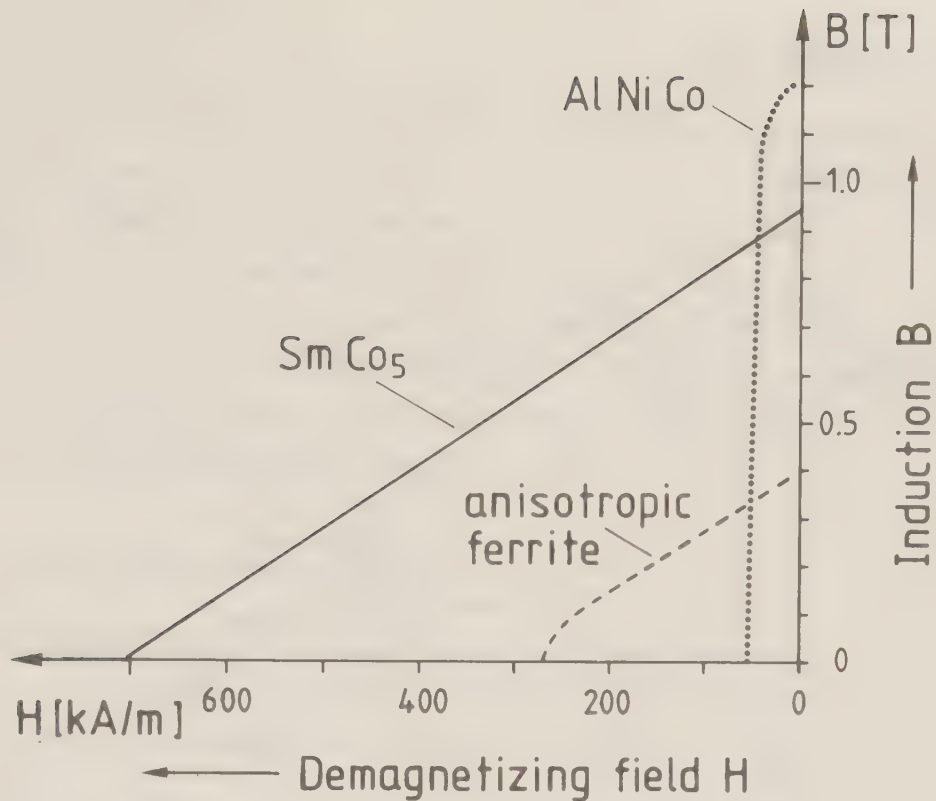


Fig. 4.1 Typische Demagnetisierungskurve für SmCo₅ Magnete im Vergleich zu anderen Materialien. Der gerade Verlauf der Kurve von SmCo₅ representiert konstante magnetische Eigenschaften [nach VAC1].

als magnetisches Transportsystem: Charakteristische Merkmale dieses Materials sind ein sehr hohes Energieprodukt ($(BH)_{\max} \cong 160 \text{ kJ/m}^3$), enorm hohe Koerzitivfeldstärke ($B_H \cong 700 \text{ kA/m}$), eine hohe Remanenz ($B_r \cong 0,9 \text{ T}$), homogene Magnetisierung und eine gute Temperaturstabilität [VAC1]. Die magnetischen Eigenschaften werden durch die Zustandskurve im B-H-Diagramm beschrieben. Eine typische Demagnetisierungskurve von SmCo₅-Magneten (Firmenname Vacomax) zeigt Fig. 4.1 im Vergleich zu anderen Permanentmagnetmaterialien. Die B(H)-Kurve zeigt einen geraden Verlauf mit einer typischen Steigung $dB/d(\mu_0 H) = \mu \cong 1$. Die Steigung ändert sich erst, wenn man sich dem Wert der Koerzitivfeldstärke der Polarisation ($J_H \cong 2500 \text{ kA/m}$) nähert. Die extreme Linearität zeichnet die Güte dieses Werkstoffes aus: Die magnetischen Eigenschaften ändern sich bei Ausbau aus einem Magnetsystem oder bei Anwendung starker Felder ($B \leq 1,5 \text{ T}$) nicht. Der größte Vorteil von Permanentmagnetsystemen besteht darin, daß man die Dimensionen beliebig klein machen kann, ohne daß sich die Feldstärke reduziert. Ein magnetisches Elektronentransportsystem in der hier gewünschten Kompaktheit mit elektrisch- oder supraleitenden Spulen zu bauen, würde wohl an einer technisch nicht erreichbaren Stromdichte scheitern.

Si(Li) - Detector

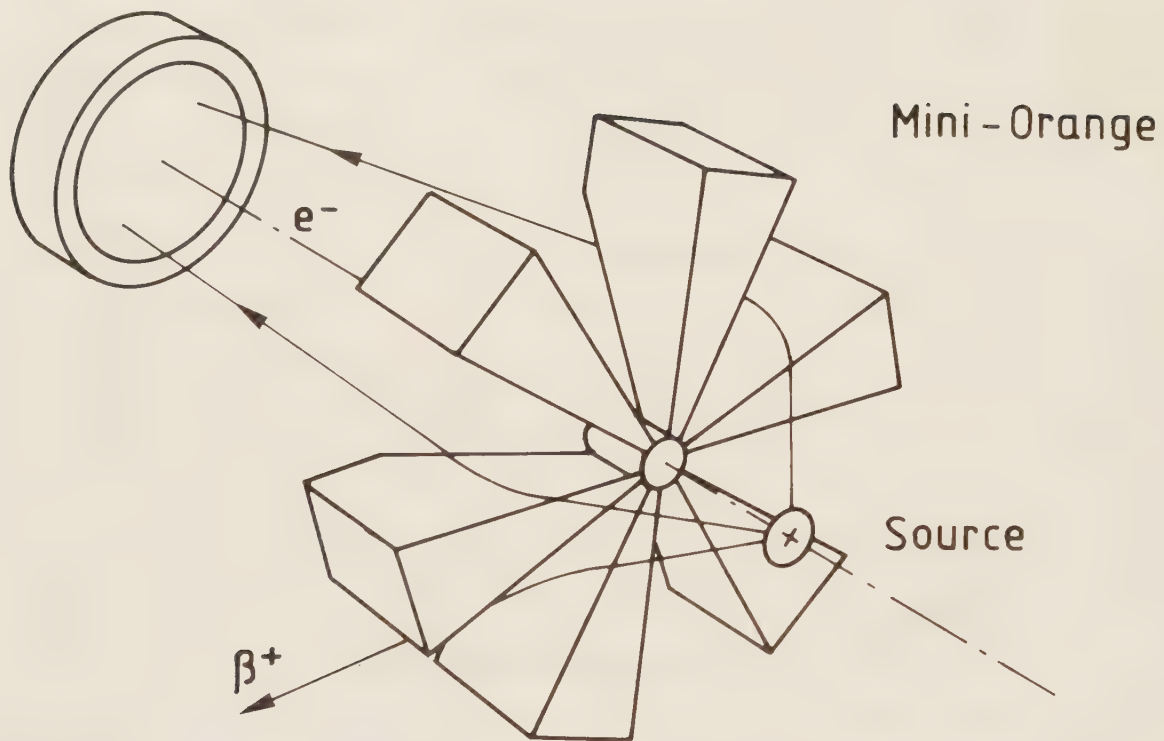


Fig. 4.2

Wirkungsweise des Mini-Orangen-Filters. Elektronen eines bestimmten Impulsintervalls Δp werden durch das toroidale Feld der Permanentmagnete (Mini-Orange) von einer Quelle auf den Detektor gelenkt, während andere Strahlungsarten (α , β^+ , γ , p , X) defokussiert bzw. in einem Zentralabsorber absorbiert werden.

4.3 Das Mini-Orangen-Filter

4.3.1 Prinzip

Ein sehr elegantes System aus Permanentmagneten stellt das sogenannte Mini-Orangen-Filter (MOF) dar, das von van Klinken entwickelt wurde [KLI72, KLI75, KLI78]. Die Funktionsweise ist in Fig. 4.2 erläutert: Ein von keilförmigen Permanentmagneten erzeugtes, toroidales Magnetfeld lenkt Elektronen eines gewissen Impulsbandes $\Delta p/p$ auf einen Detektor, während Positronen automatisch defokussiert werden. Der Detektor wird

vor elektromagnetischer Strahlung durch einen Zentralabsorber abgeschirmt. Charakteristisch für Permanentmagnetsysteme ist ein fest vorgegebenes Magnetfeld. Ein Verschieben des Impulsfensters Δp kann durch Änderung der Abstände Quelle-MOF-Detektor vorgenommen werden. Der Bereich kann auch durch Benutzung von stärkeren oder schwächeren Magneten oder durch Variation der Anzahl der Magnete geändert werden. Das Transportverhalten für Elektronen des MO-Filters ist sehr stark energieabhängig. Beim Aufbau des Systems ist daher eine sehr genaue und reproduzierbare Positionierung aller Komponenten von größter Wichtigkeit.

4.3.2 Berechnung des Magnetfeldes

Um die Transporteigenschaften des MO-Filters zu verstehen, benötigt man zunächst die Kenntnis des von Permanentmagneten erzeugten Feldes. Zunächst eine einfache Abschätzung: Nach dem Ampèreschen Gesetz gilt im stromfreien Fall

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{s} = 0 \quad (4.1)$$

Wir betrachten jetzt ein System aus vielen Einzelpermanentmagneten toroidaler Magnetisierung $\vec{M}$ (φ - Richtung) bezüglich der z-Achse. Entlang eines Kreises senkrecht zur z-Achse, soll k das Verhältnis von magnetisiertem Material zu Kreisumfang sein. Wir wollen 2 Fälle betrachten: (i) $k = \text{const.}$ (Fig. 4.3 a), dies erfordert keilförmige Magnete; (ii) $k \sim 1/r$ (Fig. 4.3 b), hier werden dünne planparallele Magnete benötigt. Wählt man nun das Wegintegral entlang der Feldlinien (Streufelder sollen vernachlässigt werden), und unterscheidet man zwischen der Feldstärke im Magneten H_i und im Luftspalt H_a , so gilt näherungsweise:

$$H_i \cdot d_i + H_a \cdot d_a = 0 \quad \text{oder} \quad H_i/H_a = -d_a/d_i \quad (4.2)$$

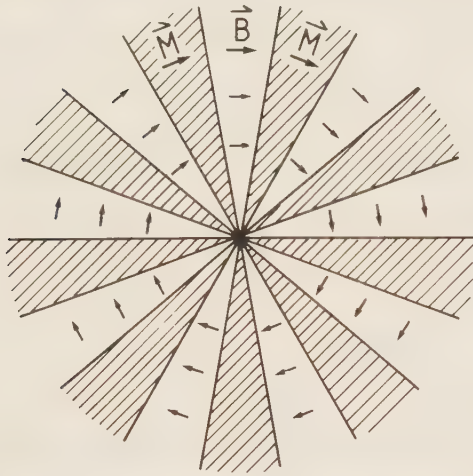
Für die Feldstärke B gilt:

$$\begin{aligned} B_a &= \mu_0 \mu_r H_a \\ B_i &= \mu_0 \mu_r H_i + M \end{aligned} \quad (4.3)$$

Im Falle $\mu_r = 1$ ändert sich die Feldstärke B an den Grenzflächen nicht und es gilt

$$B_a = B_i.$$

(i) $k = \text{const} \rightarrow B = \text{const}$



(ii) $k \sim \frac{1}{r} \rightarrow B \sim \frac{1}{r}$

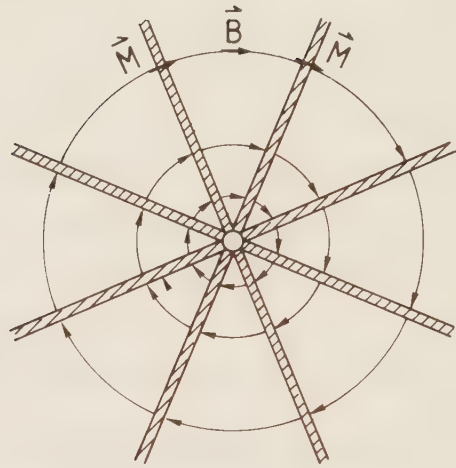


Fig. 4.3 Aufsicht auf 2 Arten von Permanentmagnetsystemen zur Erzeugung toroidaler Magnetfelder in der xy-Ebene. Keilförmige Magnete (i) mit konstanter Magnetisierung erzeugen ein konstantes Feld während planparallele dünne Magnete (ii) ein $1/r$ Feld hervorrufen.

Aus Gleichung (4.3) und (4.2) folgt

$$H_i/H_a = (B-M)/B = -d_a/d_i$$

Für B erhält man

$$B = d_i / (d_i + d_a) \cdot M = k M \quad (4.4)$$

Im Fall (i) erhält man ein konstantes (Fig. 4.3 a), im Fall (ii) ein $1/r$ -Feld (Fig. 4.3 b). Im folgenden wollen wir uns jedoch nur mit dem ersten Fall beschäftigen. Gleichung 4.4 ermöglicht auch eine Abschätzung über die Größe des erwarteten Magnetfeldes. Wir werden später darauf zurückkommen. Es ist klar, daß diese Abschätzungen nur eine sehr grobe Näherung darstellen. Im realen Fall spielen insbesondere die Streufelder eine große Rolle. Zur quantitativen Berechnung empfiehlt sich eine andere Methode, mit der das Magnetfeld Punkt für Punkt berechnet werden kann.

In der Magnetostatik, d.h. wenn keine elektrischen Ströme existieren, kann ein skalares magnetisches Potential Φ_m eingeführt werden, so daß

$$\vec{H} = - \text{grad } \Phi_m \quad (4.5)$$

ist. Wir nehmen nun an, daß unser System aus harten Permanentmagneten besteht, deren Magnetisierung $\vec{M}$ konstant, homogen und unabhängig vom äußeren Feld ist. Das Material sollte eine Permeabilität von $\mu_r = 1$ besitzen. In diesem Fall kann man die Polflächen der Magnete behandeln, als ob sie magnetische Ladungen tragen würden. Das Potential Φ_m im Aufpunkt $\vec{r}_0$ kann durch Integration über die Polflächen berechnet werden.

$$\Phi_m = 1/(4\pi) \int 1/(|\vec{r} - \vec{r}_0|) \cdot \vec{M} \cdot d\vec{S} \quad (4.6)$$

mit $\vec{S}$ als Oberflächennormalvektor. Van Klinken hat diese Möglichkeit der Berechnung bereits angedeutet [KL175], jedoch wegen zu starker Inhomogenität des Magnetmaterials nicht weiter verfolgt. Die Qualität von SmCo_5 -Magneten in Bezug auf Homogenität der Magnetisierung ist nun aber heutzutage so gut, daß Formel (4.6) eine gute Näherung darstellen sollte [HAL80]. Fig. 4.4 zeigt die Äquipotentialflächen des nach Formel (4.6) berechneten Feldes in der (xy)-Ebene für ein Mini-Orangen-System bestehend aus 6 keilförmigen Permanentmagneten. Darunter ein Foto des Magnetsystems in der selben Blickrichtung zum Vergleich.

Am Verlauf der Äquipotentialflächen erkennt man, daß das Feld zwischen den Polflächen tatsächlich relativ homogen ist, jedoch nach außen und innen hin stark inhomogen wird. Die Richtung des Feldstärkevektors $\vec{H}$ verläuft senkrecht zu den Äquipotentialflächen. Formel 4.5 erlaubt die Feldstärke in jedem Punkt im Raum zu berechnen. Die berechnete Feldstärke genau in der Mitte des Spalts zwischen zwei benachbarten Magnetstücken ist in Fig. 4.5 in Abhängigkeit des Abstands von der z-Achse (R) mit einer vollen Linie für verschiedene Magnetfeldkonfigurationen dargestellt. Die Nomenklatur nT gibt die Anzahl n der Magnetstücke und den Typ T an, z.B. 4B bedeutet 4 Magnete vom Typ B. Typ A und B unterscheiden sich nur durch den Keilwinkel der Magnete. Die diskreten Punkte in Fig. 4.5 veranschaulichen die mit einer Hallsonde gemessenen Werte dieser Konfigurationen. Bei Typ 4B wurden alle 4 Spalte vermessen, die Abweichung der Feldstärken ist in jedem Punkt auf der Achse $\leq 3\%$. Die Abweichungen bezüglich der Rechnungen sind ebenfalls kleiner als ca. 3 %. In den Rechnungen wurde ein Parameter an die experimentellen Werte angepaßt: Die absolute Größe der Magnetisierung (nach Firmenangaben zwischen 0,85 und 0,94) wurde zu $M = 0,82 \text{ T}$ bestimmt.

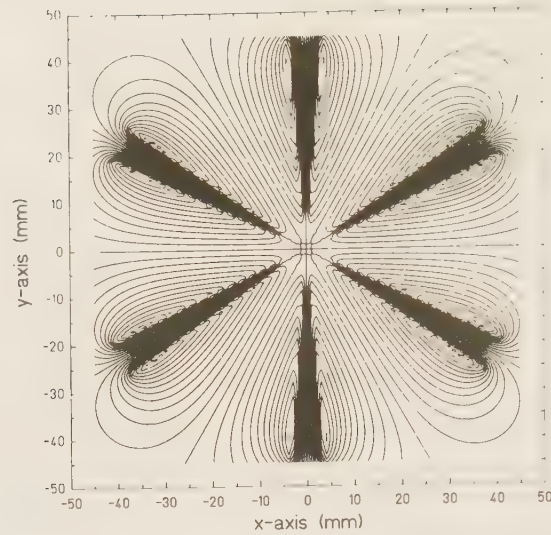


Fig. 4.4

Äquipotentialflächen eines Mini-Orangen-Filters bestehend aus 6 keilförmigen 10° Magneten (Konfiguration 6 B) in der xy-Ebene, 5,5 mm hinter der Vorderkante der Magnete. Das Feld in den Spalten zwischen den Magneten ist in erster Näherung homogen. Die Richtung des Feldes ist senkrecht zu den Äquipotentialflächen. Zum Vergleich ist darunter ein Foto der Mini-Orange aus der gleichen Perspektive. Im Vordergrund ist das Band zum Transport der Aktivität und im Hintergrund die Detektorkammer zu erkennen.

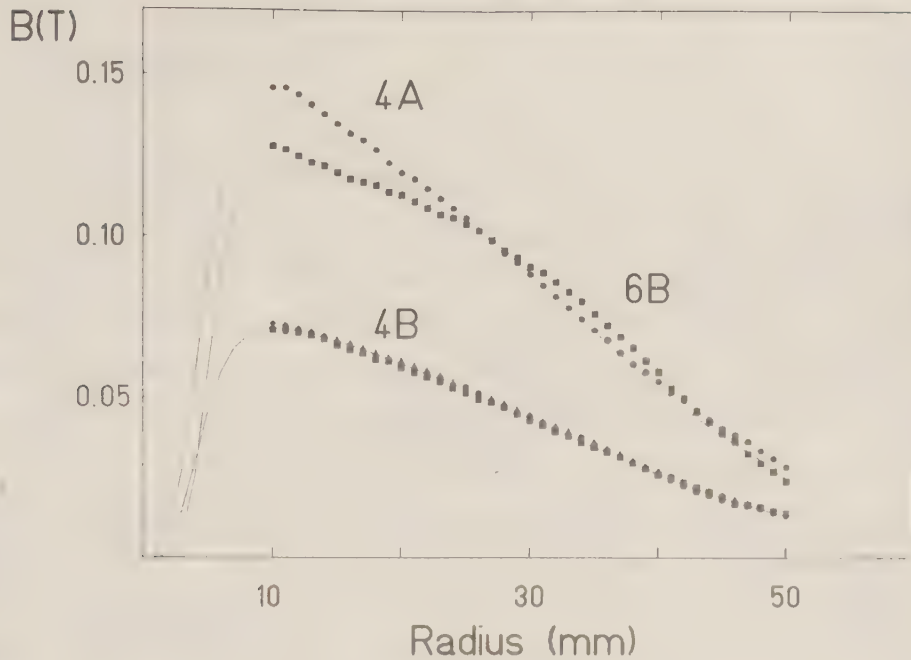


Fig. 4.5

Berechnete und experimentelle Werte der Feldstärke $\vec{B}$ in der Mitte des Spaltes zwischen zwei Permanentmagneten des Mini-Orangen-Filters in Abhängigkeit von Radius R . Die berechneten Werte liegen auf einer durchgezogenen Linie, die Meßpunkte auf diskreten Punkten. In der Konfiguration 4B ist das Feld in allen 4 Spalten vermessen.

Ein Vergleich der Magnetfeldmessungen mit dem in der obigen Abschätzung (Gleichung 4.4) gewonnenen Wert, zeigt nur grobe Übereinstimmung: Für die Konfiguration 6B z.B. ($k=0,15$) ergibt sich $B=0,12$ T. Bei einem Radius von ca. 12 mm wird dieser Wert erreicht, fällt jedoch für größere Radien langsam, für kleinere Radien schneller ab. Dieser Effekt ist mit Fig. 4.4 einfach zu erklären: Wegen der endlichen Ausdehnung der Magnete drängen die Feldlinien in der Nähe der Randzonen mehr und mehr nach außen und bewirken so eine Verkleinerung der Feldstärke.

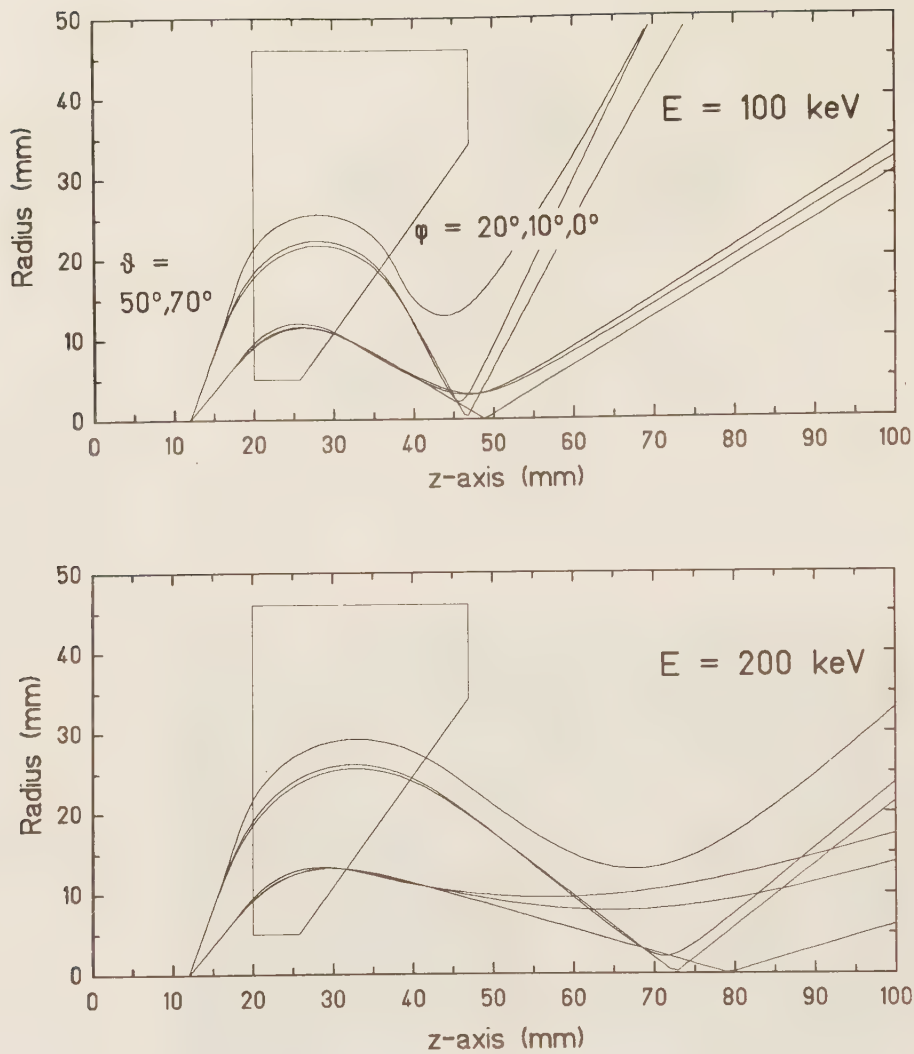


Fig. 4.6

Elektronentrajektorien im Feld des Mini-Orangen-Filters. Aufgetragen sind die Koordinaten (z, R) der Elektronenbahn bei einer kinetischen Energie von 100 keV (a) und 200 keV (b) für verschiedene Emissionswinkel (θ, γ) aus der Quelle. R ist der radiale Abstand der Elektronenbahn von der z -Achse. Die Transporteigenschaften für azimuthale Startwinkel φ genau in der Mitte des Spalts zwischen zwei Magneten ($\varphi = 0$) sind sehr gut, während für andere Winkel ($\varphi \neq 0$) die Fokussierung zur z -Achse schwieriger wird.

4.3.3 Eigenschaften des Mini-Orangen-Filters

Durch die Kenntnis der magnetischen Feldstärke in jedem Punkt besteht die Möglichkeit die Trajektorien von Elektronen zu berechnen und so die Transmissionseigenschaften des Mini-Orangen-Filters zu studieren. Die Lorentzkraft $\vec{F}$, die auf ein Elektron mit der Ladung $-e$ und der Geschwindigkeit $\vec{v}$ im Magnetfeld $\vec{B}$ wirkt, ergibt sich zu:

$$\vec{F} = -e \vec{v} \times \vec{B}$$

Durch Gleichsetzung mit der Trägheitskraft $\vec{F} = m \cdot \vec{a}$ erhält man die Bewegungsgleichungen mit m als Masse und $\vec{a}$ als Beschleunigung. Durch ein Computerprogramm [BEG87] wurden die Differentialgleichungen Punkt für Punkt gelöst. Der berechnete Geschwindigkeitsvektor in jedem Punkt bestimmt den nächsten Raumpunkt der Trajektorien. Die Schrittweite kann vorgegeben werden. Bei Konversionselektronen-Energien müssen natürlich relativistische Effekte berücksichtigt werden. Fig. 4.6 zeigt berechnete Trajektorien für eine Elektronenenergie von 100 keV(a) und 200 keV(b) und einer Magnetfeldkonfiguration 6B. Die Elektronen werden aus der Quelle in der z-Achse mit verschiedenen Polar-(θ) und Azimutwinkeln (φ) emittiert. Bei azimuthalen Startwinkeln ($\varphi=0$) in der Mitte der Magnetspalte sind die Transporteigenschaften besser als für andere Winkel ($\varphi \neq 0$). Dies ist verständlich, da in der Spaltmitte nur eine toroidale Feldkomponente und somit keine toroidale Kraftkomponente existiert. Alle Trajektorien verlaufen bei hinreichend kleiner Elektronenenergie genau wieder durch die z-Achse. In allen anderen Punkten gibt es jedoch zusätzliche Feldkomponenten, die die Transporteigenschaften beeinflussen. Ein Vergleich zwischen Fig. 4.6 a und 4.6 b zeigt, daß bei höheren Energien die Trajektorien erst bei größeren Werten von z die Umgebung der Achse erreichen.

Die Berechenbarkeit von Elektronentrajektoren gab Hilfen bei der Konstruktion des Elektronenspektrometers: Die Form des Zentralabsorbers konnte optimiert werden für möglichst gute Abschirmung bei gleichzeitiger hoher Transporteffizienz. Mit Hilfe des Programms konnten die Eigenschaften des MO-Filters in Abhängigkeit der Form der Magnete untersucht und optimiert werden. Dabei wurden einige Randbedingungen gesetzt: Der polare Emissionswinkel θ aus der Quelle sollte kleiner als 80° sein. Damit wurde verhindert, daß Elektronen, die in rückwärtiger Richtung unter Energieverlust durch das Trägermaterial (Band) der Quelle fliegen, den Detektor erreichen. Wegen der schwierigen Bearbeitbarkeit müssen die Magnete jedoch eine relativ einfache geometrische Form besitzen.

Fig. 4.7 zeigt die gewählte Form der Magnete in der rz-Ebene und die Äquipotentialflächen 10° oberhalb der Polfläche. Gegenüber den konventionellen Magnetformen [KLI78] existiert ein Unterschied: Der Winkel des Magneten auf der Quellenseite beträgt $\theta=90^\circ$ bezüglich der z-Achse. Dies hat auf die Transporteigenschaften des MO-Filters folgende Konsequenz: Die Fokussierung für polare Emissionswinkel θ aus

der Quelle wird eingeschränkt auf $\theta \leq 80^\circ$. Demgegenüber wird jedoch die Transporteffizienz bezüglich ϕ -Emissionswinkeln verbessert. Dies kann man an einem Beispiel veranschaulichen: Ein Elektron wird unter einem Winkel $\theta = 70^\circ$ aus der Quelle emittiert mit einem Azimutwinkel ϕ etwas oberhalb der Polfläche (siehe Fig. 4.7). Beim Eintritt in das MO-Filter treten Streufelder mit einer starken senkrechten Komponente bezüglich des Geschwindigkeitsvektors auf. Dies bewirkt eine Ablenkung der Elektronen nach Gl. 4.7 hin zur Mitte des Spalts. Man erreicht also eine Art „Doppelfokussierung“. Elektronen werden von den Polflächen in Richtung Spaltmitte gelenkt, was die Transporteigenschaften verbessert und eine Streuung an den Oberflächen der Magnete verhindert und so zur Minimalisierung des Untergrundes beiträgt.

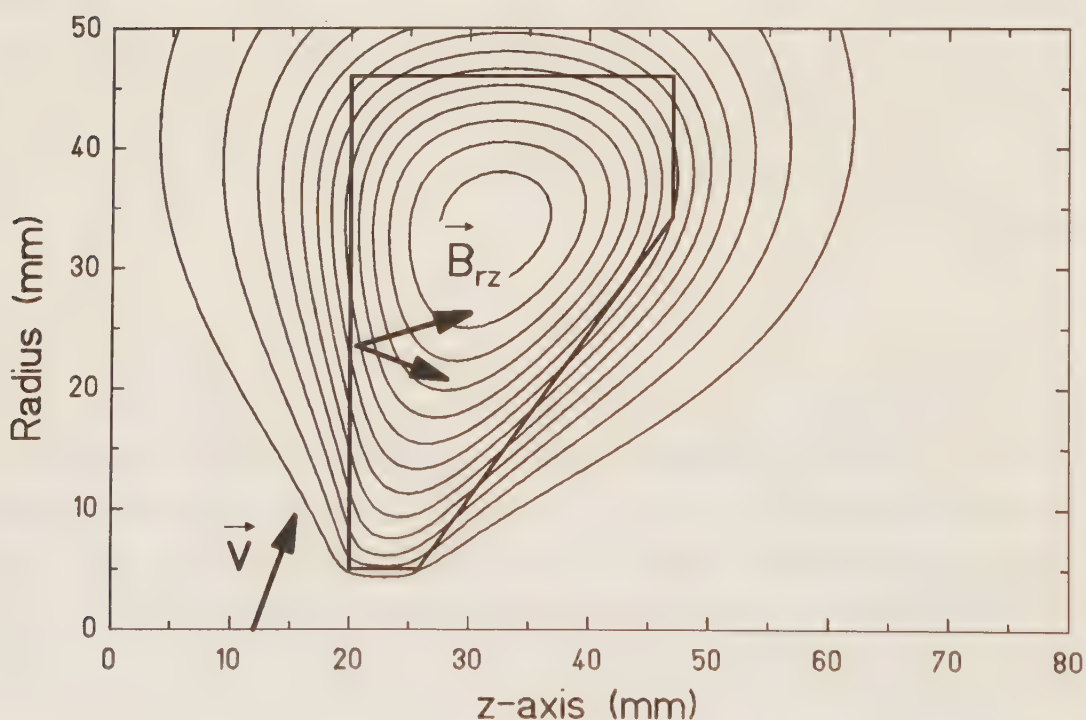


Fig. 4.7

Magnetform und Äquipotentialflächen 10° oberhalb der Polfläche in der rz -Ebene. Anhand der Vektoren $\vec{v}$ und $\vec{B}_{rz}$ werden die doppelfokussierten Eigenschaften des Mini-Orangen-Filters veranschaulicht. Eine Kraftkomponente aus der Zeichenebene heraus lenkt die Elektronen in Richtung Spaltmitte.

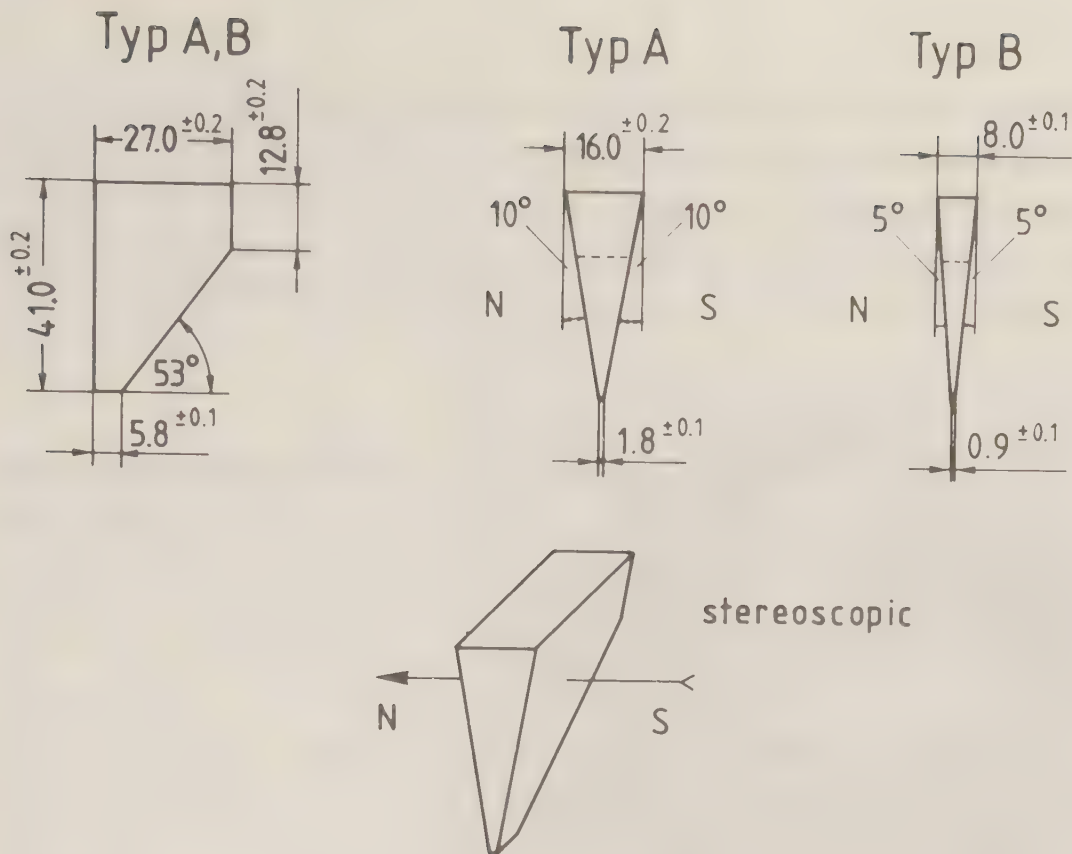


Fig. 4.8 Konstruktionszeichnung der Permanentmagnete aus SmCo_5 .

Fig. 4.8 zeigt eine Konstruktionszeichnung der Magnete. Wie bereits erwähnt, wurden 2 verschiedene Typen verwendet: Typ A mit 20° und Typ B mit 10° Keilwinkel. Das Magnetmaterial (Vacomax 145) der Firma Vakuumschmelze, Hanau wurde bearbeitet durch die Firma Magnettechnik, Gauting. Besonders wurde auf die gleichmäßige homogene Magnetisierung aller Einzelmagnete geachtet: Alle Teile wurden aus einem Block des SmCo_5 -Rohmaterials geschnitten.

Ein wichtiges Merkmal des Mini-Orangen-Filters bilden die Transmissionseigenschaften. Die Transmission ist gegeben als das Verhältnis von Zählrate im Elektronenzähler $N_e(E)$ zur totalen Emissionsrate $I_e(E)$ der Elektronenquelle in 4π in Abhängigkeit der Energie. Dabei muß unterschieden werden zwischen totaler Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit und Peak-Nachweiswahrscheinlichkeit: Dies beruht auf der Festkörpereigenschaft des Detektors: Ein bestimmter Prozentsatz $k(\theta)$ der einfallenden Elektronen gibt nur einen Teil seiner Gesamtenergie in der empfindlichen Zone ab; der Rest geht durch Rückstreuung, Bremsstrahlung oder bei zu dünnen Detektoren durch Transmission der

Elektronen durch den Zähler verloren. $k(\theta)$ ist sehr stark abhängig vom Auftreffwinkel θ , jedoch relativ wenig von der Energie. Für senkrechten Einfall ($\theta = 0$) ist $k \cong 0,14$ [BER69], steigt aber für größere Winkel θ stark an. In Kapitel 5.3.2 wird die experimentelle Bestimmung der Transmissionskurven gezeigt. Die Peak-Nachweiswahrscheinlichkeit des Systems beträgt bis zu 10% bei einer Breite des Impulsfensters von $\Delta p/p \cong 0,4$.

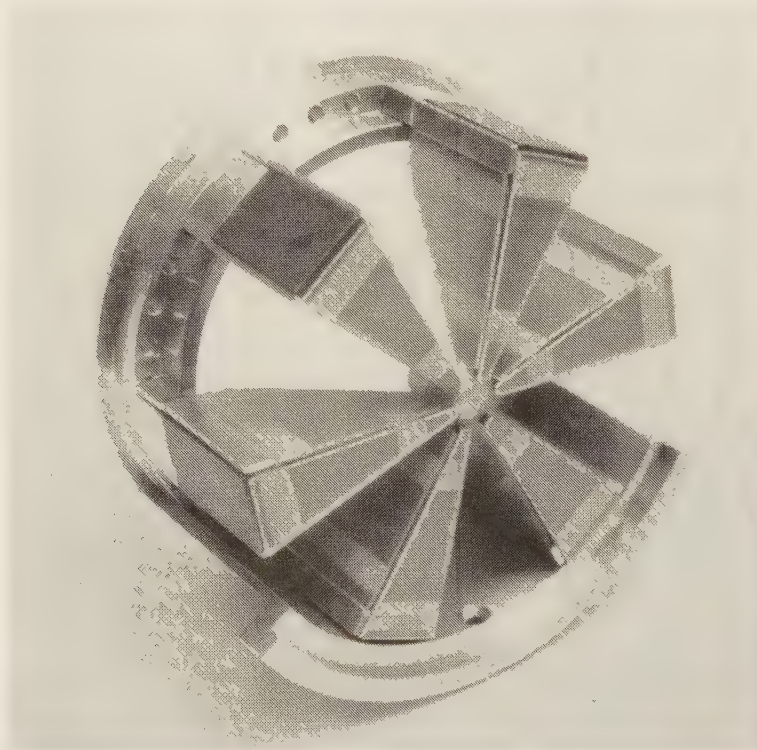


Fig. 4.9

Foto des Mini-Orangen-Filters (6 A). Die Permanentmagnete sind auf einem Montagering befestigt.

4.3.4 Mechanischer Aufbau

Der mechanische Aufbau ähnelt sehr stark der Bauweise des Systems von van Klinken. Jeder Magnet ist auf einen Aluminiumhalter geklebt, der an vielen Stellen auf einem Montagering befestigt werden kann (Fig. 4.9). Der Montagering aus Aluminium besitzt insgesamt 36 Befestigungsbohrungen $\varnothing 10^0$, die viele Kombinationen zum Einbau der Magnete gestatten. In der Mitte des Systems befindet sich ein Zentralabsorber aus Densimet K18, einer unmagnetischen Legierung mit 95 % Wolfram und einer Dichte von 18 g/cm^3 . Auf dem Zentralabsorber befindet sich ein kleiner Polyäthylenring mit axialen Einfräsungen zur Justierung der Magnete. Der Zentralabsorber braucht nicht befestigt zu werden, da er von den Magneten mit einer radialen Kraft fixiert wird. Die Oberfläche der Magnete wurden mit einer 1 mm dicken Polyäthylenplatte bedeckt, um Rückstreuungen der Elektronen zu minimalisieren. Das ganze Magnetsystem ist auf einem Verschiebetisch in Richtung der z-Achse beweglich. Der Verschiebetisch wurde bei GSI

konstruiert und aufgebaut, da keine handelsüblichen Modelle mit ausschließlich unmagnetischen Materialien erhältlich waren. Eine Verwendung dieser Werkstoffe ist notwendig, da ferromagnetisches Material die Feldlinien stark verändert. Der Verschiebetisch ist über einen Motor mit stark untersetztem Schneckengetriebe fahrbar. Über einen Potentiometer wird die genaue Position ermittelt. Eine mikrochip-kontrollierte Elektronik sorgt für eine 0,1 mm genaue Positionierung.

4.4 Detektorsystem

Ein Si(Li)-Halbleitersystem dient als energiedissipatives Element. Um eine gute Auflösung (1-2 keV) zu erreichen, müssen solche Detektoren auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffs gekühlt werden. Dies erfordert spezielle Anforderungen an das Vakuumsystem: In gekühltem Zustand muß der Druck immer kleiner als $1 \cdot 10^{-5}$ mbar und das Vakuum absolut ölfrei sein, sonst bewirken Kondensationen auf der Halbleiteroberfläche eine Beeinträchtigung der Funktionstüchtigkeit. Da die Forderung nach ausreichendem Vakuum und Kohlenwasserstofffreiheit im Bandgerät des Massenseparators nicht unbedingt immer erfüllt ist, erhielt das Detektorsystem mit Kryostaten eine separate Vakuumkammer. Elektronen, die auf den Detektor fokussiert werden, müssen eine $260 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke doppelseitig aluminisierte Polyäthylenfolie passieren, die beide Vakua trennt. Durch ein Grob- und ein Feinventil kann über einen Bypass eine Verbindung zwischen beiden Vakua erfolgen, die speziell beim Abpumpen oder Belüften erforderlich ist. Das Spektrometer wird extern über eine Vorpumpe mit stickstoffgekühlter Adsorptionsfalle und einer Turbopumpe bis $1 \cdot 10^{-4}$ mbar erstausgepumpt. Danach kann eine eingebaute 30 l Ionengetterpumpe die gesamte Pumpleistung übernehmen. Bei einem Druck von einigen 10^{-5} mbar kann der mit Adsorptionsmittel umgebene 15 l Kryostat mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Am Ende des ca. 80 cm langen Kühlfingers, der den Kryostaten mit dem Detektor verbindet, befindet sich in der Nähe des Detektors eine Heizung. Die Temperaturmessung erfolgt mit einem PT-100-Fühler. Beim Kühlvorgang wird der Detektor für ca. 2 Stunden auf Zimmertemperatur gehalten, bis ein Vakuum von einigen 10^{-7} mbar erreicht ist. Anschließend wird die Heizung heruntergeregelt und der Detektor kühlt ab. Im gekühlten Zustand kann das Spektrometer über Wochen bei einem Druck von ca. $1 \cdot 10^{-7}$ mbar betrieben werden. Beim Aufwärmen der Apparatur wird zunächst der Detektor durch die Heizung auf Zimmertemperatur gebracht und anschließend der flüssige Stickstoff aus dem Kryostaten mittels Druckluft geblasen.

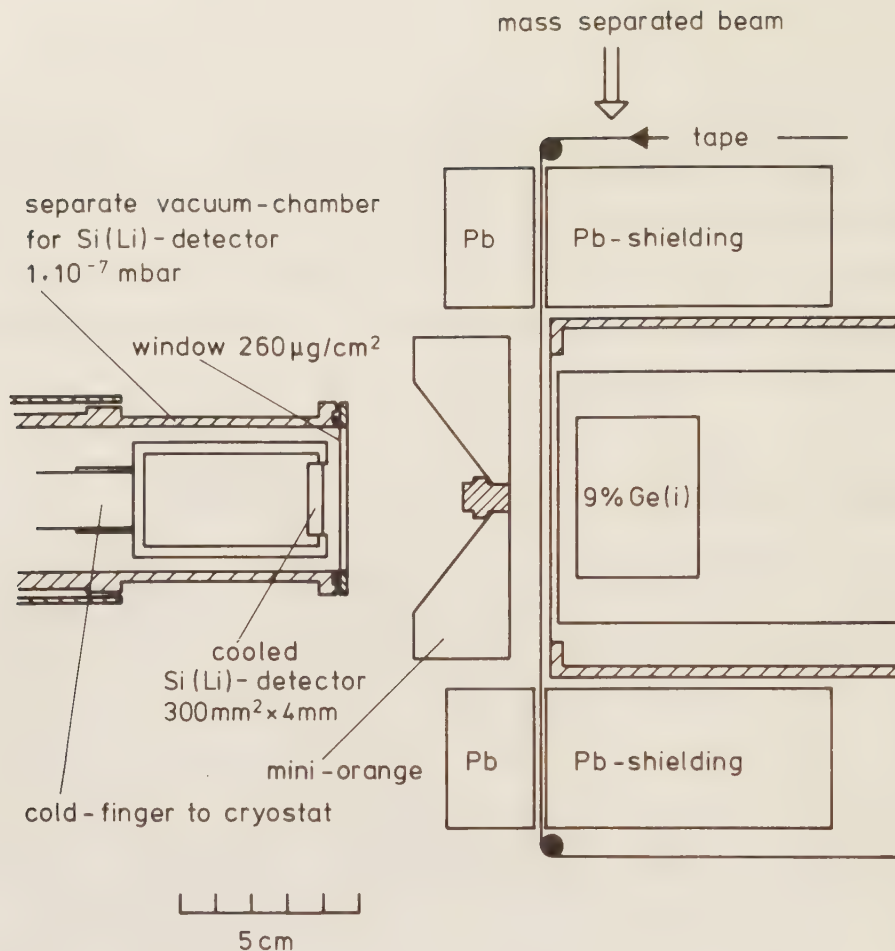


Fig. 4.10

Experimenteller Aufbau. Die massenseparierte Quelle wird auf dem Band gesammelt und in Messposition gefahren. Die Elektronen werden durch den Mini-Orangen-Filter auf einen Si(Li)-Detektor fokussiert. Die Siliziumdiode befindet sich in einer separaten Vakuumkammer, die durch eine dünne Folie von der Bandkammer getrennt ist. γ -Strahlung wird in einem gegenüberliegenden Germaniumdetektor spektroskopiert.

Das ganze Gerät, einschließlich des Kryostaten, sitzt auf einem großen Verschiebetisch und kann längs der z-Achse auf verschiedene Meßpositionen mit einem mikrochip-kontrollierten Motorsystem mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1$ mm bewegt werden. Die Elektronik verbietet eine Fehlbedienung bezüglich der Positionen von Detektor und Mini-Orange. In einer Warte-Position kann das Detektorsystem sicher hinter einem geschlossenen Ventil platziert werden. Figur 4.10 zeigt den experimentellen Aufbau bestehend aus Bandtransportsystem, Mini-Orangen-Filter und Detektorsystem. Fig. 4.11-13 zeigen Photos der Apparatur.



Fig. 4.11

Mini-Orangen-Filter eingebaut in der Vakuumkammer. Bleiabsorber (links und rechts im Bild) schirmen die Detektoren vor Aktivitäten in Sammelposition oder auf der Bandkassette ab.



Fig. 4.12

Vakuumkammer mit Band-Transportsystem. Der massenseparierte Strahl kommt von rechts. In der Mitte sind Mini-Orangen-Filter und Bleiabschirmungen zu erkennen. Die Bandkassette ist links im Bild.

Für unsere Experimente wurden Si(Li)- Detektoren der Firma Schlumberger mit einer Fläche von 300 mm² und einer Dicke von 2 bzw. 4 mm verwendet, was einer maximalen Elektronenenergie von ca. 1 bzw. 2 MeV entspricht. Die Eingangsstufe des ladungsempfindlichen Vorverstärkers befindet sich direkt am gekühlten Kristall.

Bei Messungen am Strahl wurden Auflösungen von 1,4 keV bei 106 keV und 1,7 keV bei 625 keV gemessen. Elektronenspektroskopie wurde bei mehreren Strahlzeiten am On-Line-Massenseparator der GSI und bei ISOLDE/CERN erfolgreich durchgeführt. Dabei wurden die Zerfälle von ^{99m}Ag, ⁹⁸, ¹⁰⁰, ¹⁰²Cd, ^{104m}In, ¹⁰⁴, ¹⁰⁶Sn, ¹⁴⁷, ^{149m}Dy, ¹⁴⁹, ¹⁵⁰, ¹⁵¹g, ^{151m}Er und ¹⁵²Yb untersucht. Im folgenden Kapitel wird am Beispiel des Zerfalls von ¹⁰⁰Cd die Messung und Auswertung von Elektronendaten ausführlich beschrieben.

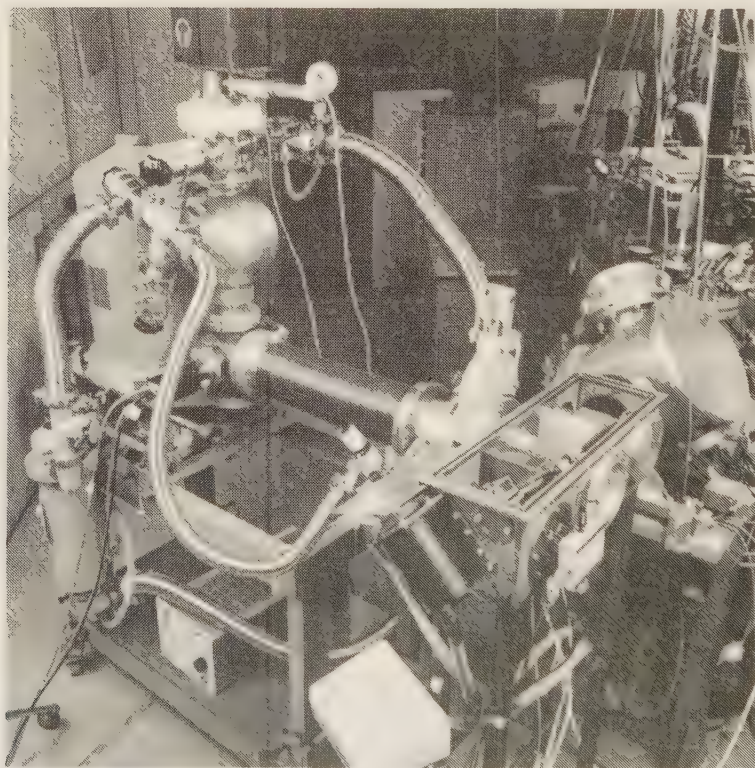


Fig. 4.13

Gesamtaufbau des Elektronenspektrometers mit Bandgerät am On-Line-Massenseparator der GSI. Das Elektronenspektrometer ist mit einem Verschiebetisch in z-Richtung fahrbar und kann in einer Warte-Position hinter ein Ventil gefahren werden.

5.0 Kernspektroskopie von neutronenarmen geraden Cadmiumisotopen

5.1 Vorüberlegungen

Die Forderung nach einer hohen spektroskopischen Empfindlichkeit für den Nachweis der im GT-Betazerfall von gg-Kernen gespeisten 1^+ -Niveaus verlangt eine gute Qualität der zu untersuchenden radioaktiven Quellen. Das zu untersuchende Radionuklid sollte mit einer möglichst hohen Produktionsrate ohne Kontamination von Nachbarnukliden erzeugt werden. Diese Forderungen werden besonders gut erfüllt für neutronenarme Cadmiumisotope. Hier liefert der On-Line-Massenseparator ISOLDE chemisch reine Quellen mit hoher Ausbeute [RAV84]. Fig. 5.1. zeigt einen Ausschnitt der Nuklidkarte um ^{100}Sn . Auf die bei ISOLDE II erreichten hohen Produktionsraten für neutronenarme Cadmiumisotope wird in diesem Zusammenhang besonders hingewiesen (siehe Fig.5.1). Für die Zerfälle von $^{102}, ^{104}\text{Cd}$ liegen bereits umfangreiche Daten vor [HNA70]. Neun γ -Linien ohne Intensitätsangabe wurden in Ref. [HNA70] dem β -Zerfall von ^{100}Cd zugeordnet, jedoch ohne Angabe eines Zerfallsschemas. Bezüglich des Zerfalls von ^{98}Cd war vor Beginn dieser Untersuchung lediglich eine Aktivität bei Masse $A=98$ mit einer Halbwertszeit von ca. 8 s, aus dem Nachweis von β -Strahlung bekannt, die man dem Zerfall $^{98}\text{Cd} \rightarrow ^{98}\text{Ag}$ [ELM78] zuordnete.

Zur Bestimmung der absoluten GT-Stärke ist es notwendig, alle mit dem GT-Matrixelement verbundenen Zustände im Tochterkern zu finden. Dies bedeutet eine prinzipielle Schwierigkeit, da solche Zustände zum Teil oberhalb des durch die Zerfallsenergie gegebenen Fensters liegen können und somit im β -Zerfall nicht bevölkert werden. Aus diesem Grund sind für quantitative Untersuchungen des GT-Quenchings Zerfälle mit hohem Q_{EC} -Wert besonders interessant.

Der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt in der Untersuchung des Zerfalls $^{100}\text{Cd} \rightarrow ^{100}\text{Ag}$, der ausführlich beschrieben wird. Wegen der hohen Produktionsrate von ca. 10^4 Atomen/s, der chemischen Selektivität und dem recht hohen Q_{EC} -Wert von ca. 4 MeV ist ^{100}Cd ein hervorragender Kandidat zur Untersuchung der GT-Stärke im allgemeinen und der Aufspaltung der $0^+ \rightarrow 1^+$ Zerfälle in mehrere Komponenten (GT-Splitting) im besonderen. Für den Zerfall $^{102}\text{Cd} \rightarrow ^{102}\text{Ag}$ werden die bereits vorhandenen Daten durch elektronenspektroskopische Messungen ergänzt. Erste vorläufige Testmessungen von β -verzögerter Strahlung von ^{98}Cd werden vorgestellt.

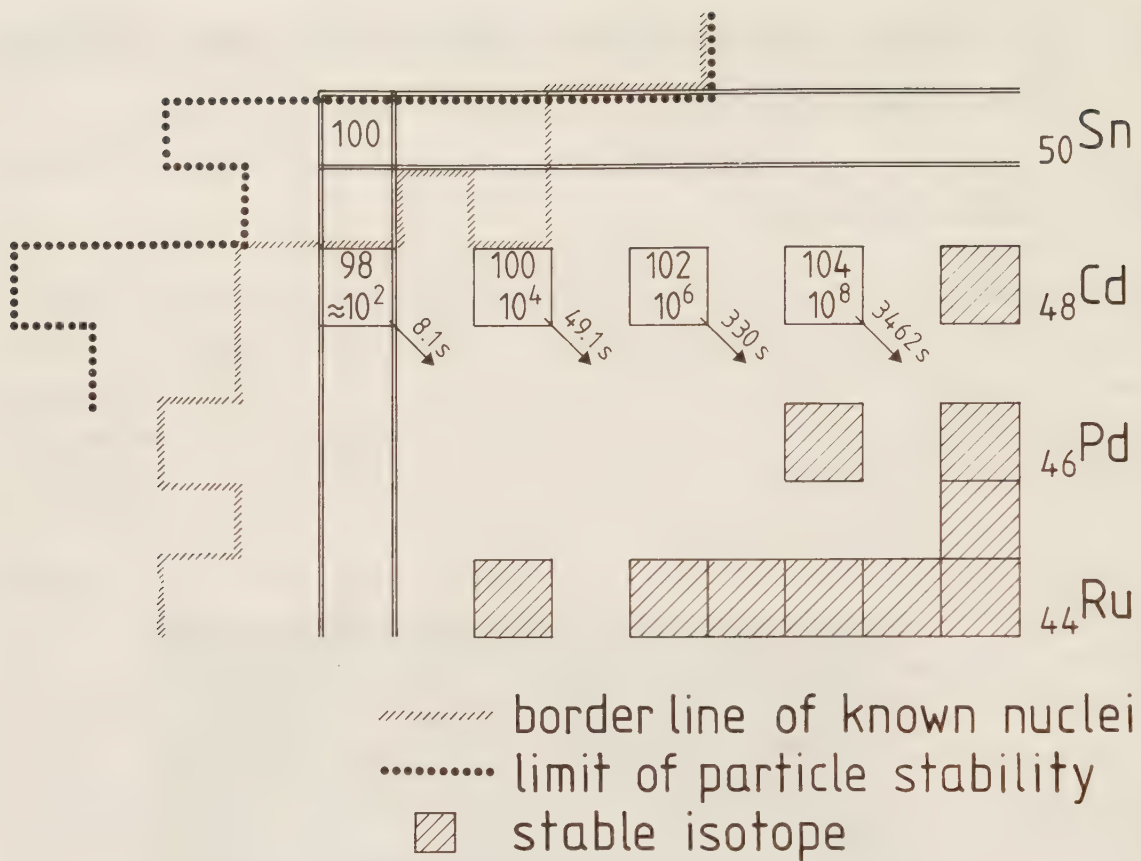


Fig. 5.1 Ausschnitt der Nuklidkarte um ^{100}Sn . Hervorgehoben sind die neutronenarmen geraden Cadmiumisotope und die stabilen Isotope. Die Halbwertszeiten und die Ausbeuten dieser Isotope an ISOLDE (in Atome/s bei 1 μA Protonenstrom) sind angedeutet.

5.2 Experimenteller Aufbau

Bei den Messungen an der ISOLDE-II-Anlage wurde ein ca. 100 g/cm² dickes Target aus geschmolzenem natürlichem Zinn mit 600-MeV-Protonen einer Intensität von ca. 2,2 μA bestrahlt. Die Reaktionsprodukte wurden massensepariert und auf einem Band gesammelt. Die so produzierten Quellen wurden periodisch in eine Meßposition vor die Detektoren gefahren.

Zum Studium der betaverzögerten Kernstrahlung der neutronenarmen Cadmiumisotope wurden drei verschiedene experimentelle Aufbauten benutzt:

- (i) Der erste Aufbau bestand aus einem hochauflösenden Reinstgermanium-Röntgen-Detektor, einem 20 % Ge(i) und einem 33 % Ge(Li) γ -Detektor.
- (ii) Aufbau 2 diente in erster Linie zur Q_{EC} -Messung nach der $\beta^+ / (\beta^+ + EC)$ Methode (siehe Kapitel 5.3.6). Die Quellen wurden innerhalb eines „Annihilators“ positioniert, der aus zwei 2,5 mm dicken Kupferplatten bestand. Die Kernstrahlung wurde mit einem 20 % Ge(i) und einen 28 % Ge(Li)-Detektor gemessen. Der Winkel zwischen den Detektoren betrug ca. 125° zur Unterdrückung von Vernichtungsstrahlungskoinzidenzen und zur Minimalisierung von Winkelkorrelationseffekten.
- (iii) Bei Aufbau 3 kam das Elektronenspektrometer in Verbindung mit dem Bandgerät zum Einsatz (vergl. Fig. 4.10). Zur Simultanmessung der γ -Strahlung wurde ein 22 % γ X-Detektor bzw. ein hochauflösender Röntgen-Detektor verwendet.

In allen drei Aufbauten wurden Singles-Spektren und Koinzidenzen gemessen. Zur Bestimmung der Halbwertszeit wurden die Singles-Daten in einem Multispektrum-Mode in acht Untergruppen unterteilt. Die Datenaufnahme erfolgte mit einer VAX-750 und der GOOSY-Software [ESS86].

5.3 Betazerfall von ^{100}Cd

5.3.1 Identifikation und Halbwertszeit

Gegenüber dem oben erwähnten Experiment [HNA70] konnte die Zählstatistik um ca. zwei Größenordnungen verbessert werden. Fig. 5.2 zeigt das γ -Singles-Spektrum. Die Übergänge, die wir dem Zerfall von ^{100}Cd zuordnen konnten, sind in Fig. 5.2 mit Energien bezeichnet. Die in den Spektren enthaltene ^{100}Ag -Aktivität ist fast ausschließlich aus dem Zerfall von ^{100}Cd auf dem Band entstanden. Die Zuordnung der Übergänge als betaverzögerte Strahlung von ^{100}Cd konnte durch Koinzidenzen mit Silber-Röntgen- und 511-keV-Vernichtungs-Strahlung erfolgen. Insgesamt konnten wir diesem Zerfall 49 Übergänge zuordnen. Die schwächsten Linien zeigten eine totale Intensität von weniger als 10^{-3} der Gesamtaktivität. Acht von neun in Ref. [HNA70] publizierten Übergänge konnten gefunden werden. Der neunte, von Hnatowicz et al. [HNA70] dem ^{100}Cd -Zerfall zugeordnete Übergang mit 97,3 keV ist sehr wahrscheinlich auf eine Verunreinigung der damaligen Quellen mit ^{101}Cd zurückzuführen.

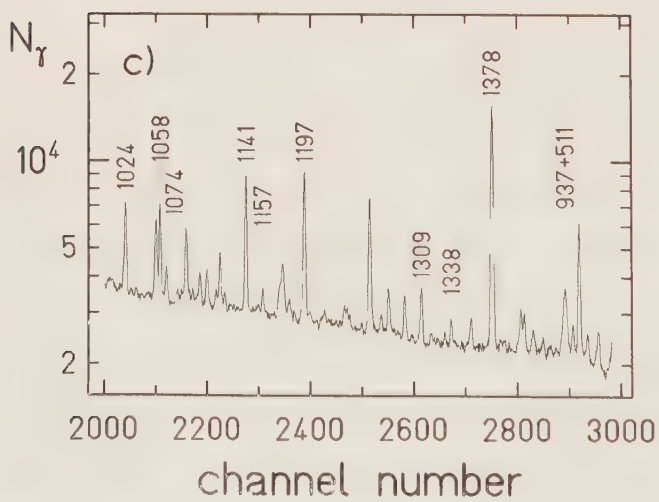
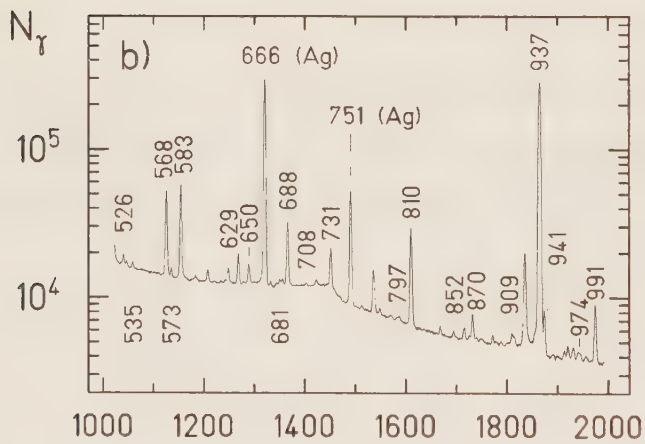
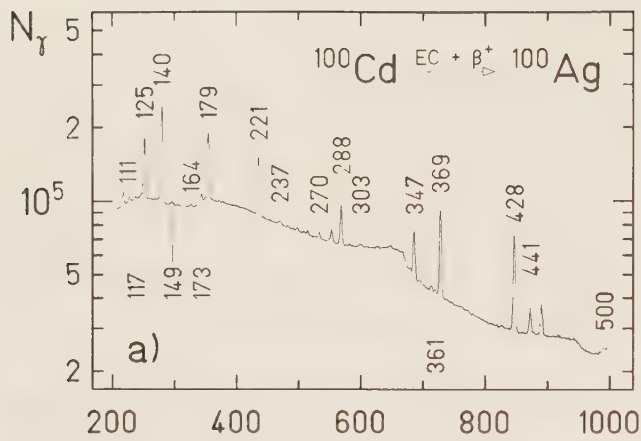


Fig. 5.2

Gamma-Singles-Spektrum aufgenommen bei Masse $A=100$ in einem symmetrischen Zyklus von 96 s Sammelzeit und 96 s Meßzeit. Die nur mit Energien bezeichneten Linien wurden dem Betazerfall von ^{100}Cd zugeordnet.

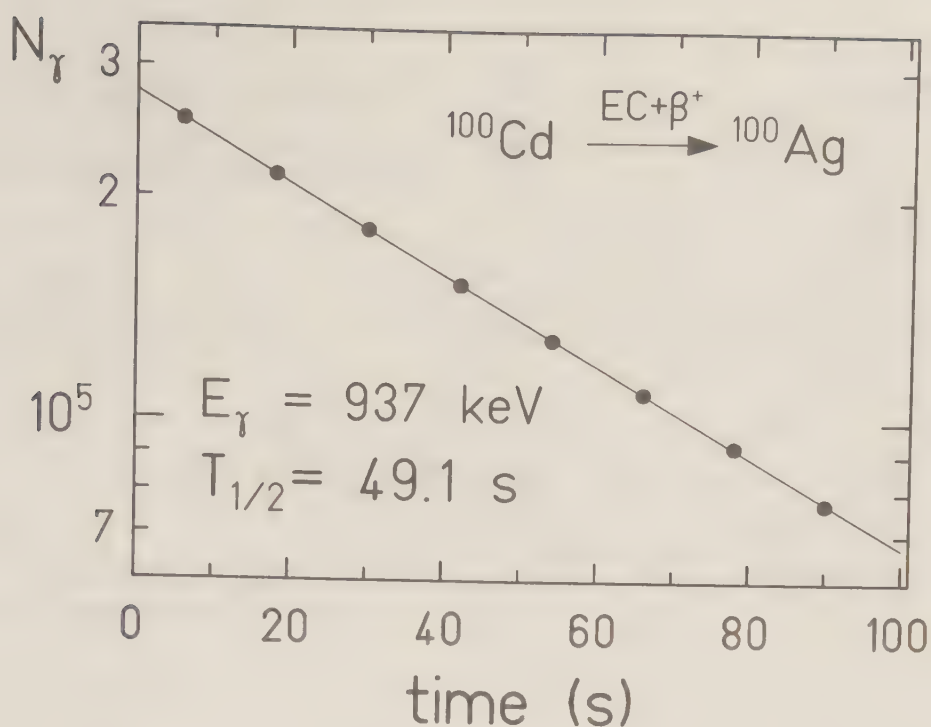


Fig. 5.3 Zeitlicher Abfall 937-keV-Gammalinie.

Eine Analyse der Singles-Daten im Multispektrum-Mode (Fig. 5.3) ergab eine Halbwertszeit von:

$$T_{1/2}(^{100}\text{Cd}) = 49,1(5) \text{ s.}$$

Dieser Wert ist wesentlich genauer als der Literaturwert von 1,1(3) min [HNA70].

5.3.2 Messung der Konversionselektronen

Konversionselektronen-Spektren wurden mit zwei verschiedenen Mini-Orangen-Filtern (4 B und 4 A) gemessen. Für jede dieser beiden Konfigurationen wurden je 3 Messungen mit verschiedenen Abständen zwischen Mini-Orange und Detektor durchgeführt. Diese redundante Meßmethode trug zur Minimalisierung des Kalibrierungsfehlers der stark energieabhängigen Transmissionskurve bei. Fig. 5.4. zeigt die Singlesspektren der Konversionselektronen für die Mini-Orangen-Konfiguration 4 B (oben) und 4 A (unten). Die mit unterschiedlicher Transmission gemessenen Daten sind in Fig. 5.4 zur Verbesserung der Statistik addiert. Fast alle Linien konnten dem Zerfall $^{100}\text{Cd} \rightarrow ^{100}\text{Ag}$ zugeordnet werden. K- und L-Linie eines isomeren Übergangs von 106 keV in ^{77}Br wurden ebenfalls beobachtet. Das Auftreten dieser Aktivität bei Masse 100 wurde auf die Bildung eines NaBr-Moleküls in der Ionenquelle zurückgeführt.

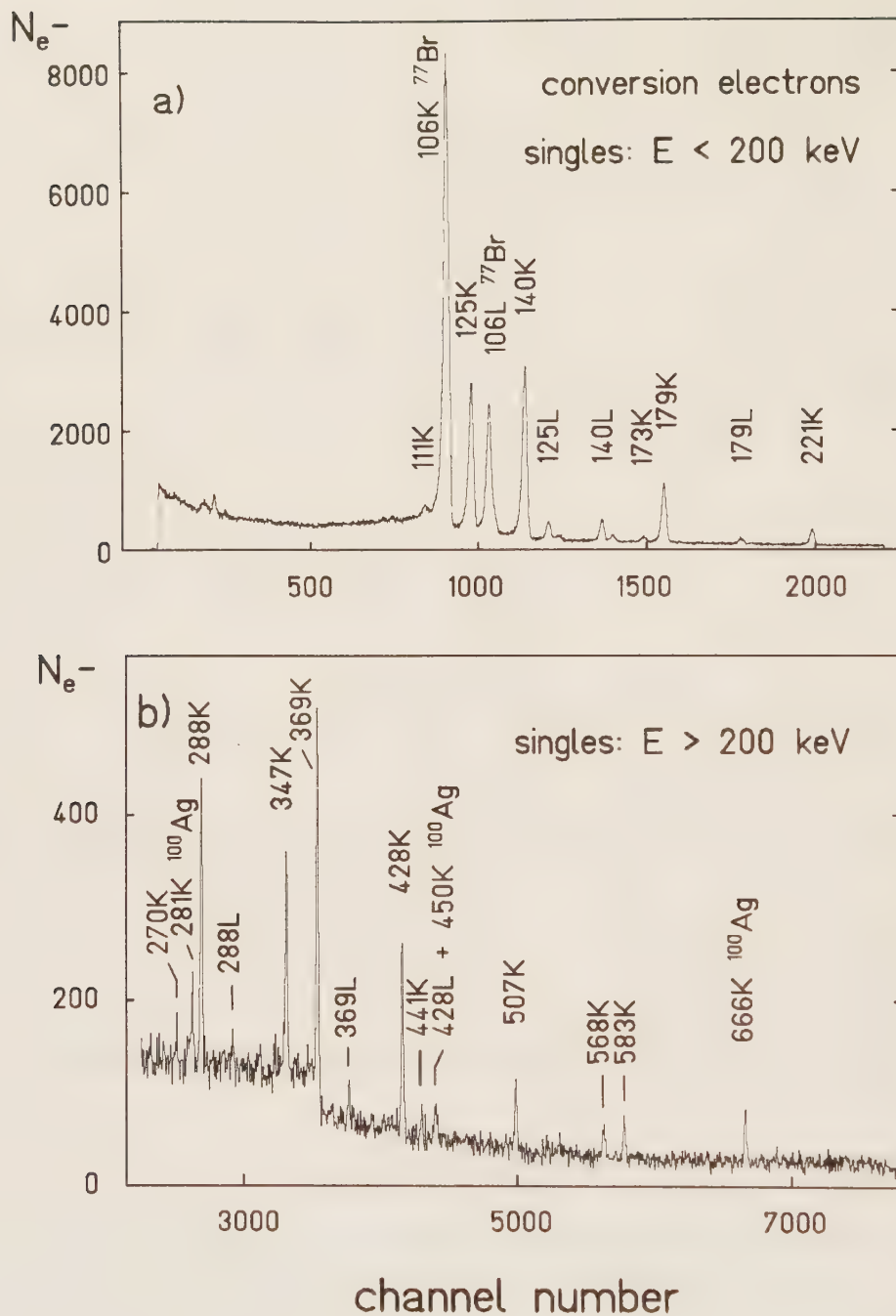


Fig. 5.4

Singles-Konversionselektronen-Spektren bei Masse $A=100$ im symmetrischen 96 s Sammelzeit/Messzeit-Zyklus. (a) Niederenergetischer Teil summiert aus Einzelmessungen mit dem Mini-Orangen-Filter 4 B und einer Gesamtmesszeit von 5,3 h; (b) dito für Konfiguration 4 A mit 3,4 h Messzeit.

Das Auswerteverfahren zur Bestimmung der Konversionskoeffizienten und die daraus resultierende Zuordnung der Multipolarität eines Kernübergangs soll nun am Beispiel der Messungen mit der Mini-Orangen-Konfiguration 4 B beschrieben werden. Gerade im nie-

der energetischen Bereich ist die Transmissionskurve sehr stark energieabhängig. Zur Bestimmung der Peak-Nachweiswahrscheinlichkeit konnten wir vor allem folgende online gemessene Konversionselektronenlinien mit bekannten Konversionskoeffizienten benutzen: 58,9 keV (^{102}Cd), 105,9 keV (^{77}Br), 176,2 keV (^{101}Cd), 261,0 keV (^{101}Ag). Zusätzliche Information ergab die Verwendung von externen Eichquellen (^{109}Cd , ^{139}Ce , ^{152}Eu). Zur Bestimmung der Intensität N_e haben wir die Elektronenlinien durch eine Gaußfunktion mit niederenergetischer exponentieller Schulter gefittet. Unabhängig davon wurde für jede Linie ein Fenster mit gleicher Kanalanzahl gesetzt und der Untergrund mit einem Polynom erster bzw. zweiter Ordnung gefittet und subtrahiert. Zur Auswertung wählen wir den Mittelwert aus beiden Verfahren. Die Peak-Nachweiswahrscheinlichkeit ε_e ist nach folgender Formel berechnet:

$$\varepsilon_e = (\varepsilon_\gamma \cdot N_e) / (\alpha \cdot N_\gamma) \quad (5.1)$$

mit ε_γ als Peakeffizienz und N_γ als γ -Zählrate. α ist der Konversionskoeffizient. Fig. 5.5 zeigt die Peak-Nachweiswahrscheinlichkeitskurve des Elektronenspektrometers für die drei verschiedenen Einstellungen der Konfiguration 4 B. Die vollen Symbole deuten die internen Eichlinien an. Die durchgezogene Linie ist die geglättete Eichkurve. Die Quadrate sind Konversionselektronenlinien aus dem Zerfall $^{100}\text{Cd} \rightarrow ^{100}\text{Ag}$ für die zum Vergleich der theoretische M1-Konversionskoeffizient in Formel (5.1) eingesetzt ist. Alle Punkte verlaufen recht gut entlang der Eichkurve, lediglich der Wert für 173K befindet sich merklich außerhalb. Die Fehlerbalken berücksichtigen Statistik- und Fitfehler. Der Konversionskoeffizient

$$\alpha = (\varepsilon_\gamma \cdot N_e) / (\varepsilon_e \cdot N_\gamma) \quad (5.2)$$

ist aus einem gewichteten statistischen Mittelwert von unabhängigen Messungen mit verschiedenen Spektrometereinstellungen errechnet. Die größte Unsicherheit jeder Einzelmessung liegt in der energieabhängigen Transmissionskurve des Mini-Orangen-Filters. Je nach Lage des Meßpunktes haben wir einen Fehler zwischen 10 und 30 %, in Ausnahmefällen bis 50 %, angenommen. Durch Anwendung des statistischen Mittels konnte der Endfehler reduziert werden. Die Auswertung der Meßergebnisse mit der Mini-Orangen-Konfiguration 4 A wurde entsprechend vorgenommen. Die Messung mit verschiedenen Einstellungen des MO-Filters hat ferner den Vorteil, daß man durch Wahl der Transmissionsfenster bestimmte Elektronenlinien selektiert und so auf spezielle Untergrundprobleme eingehen kann.

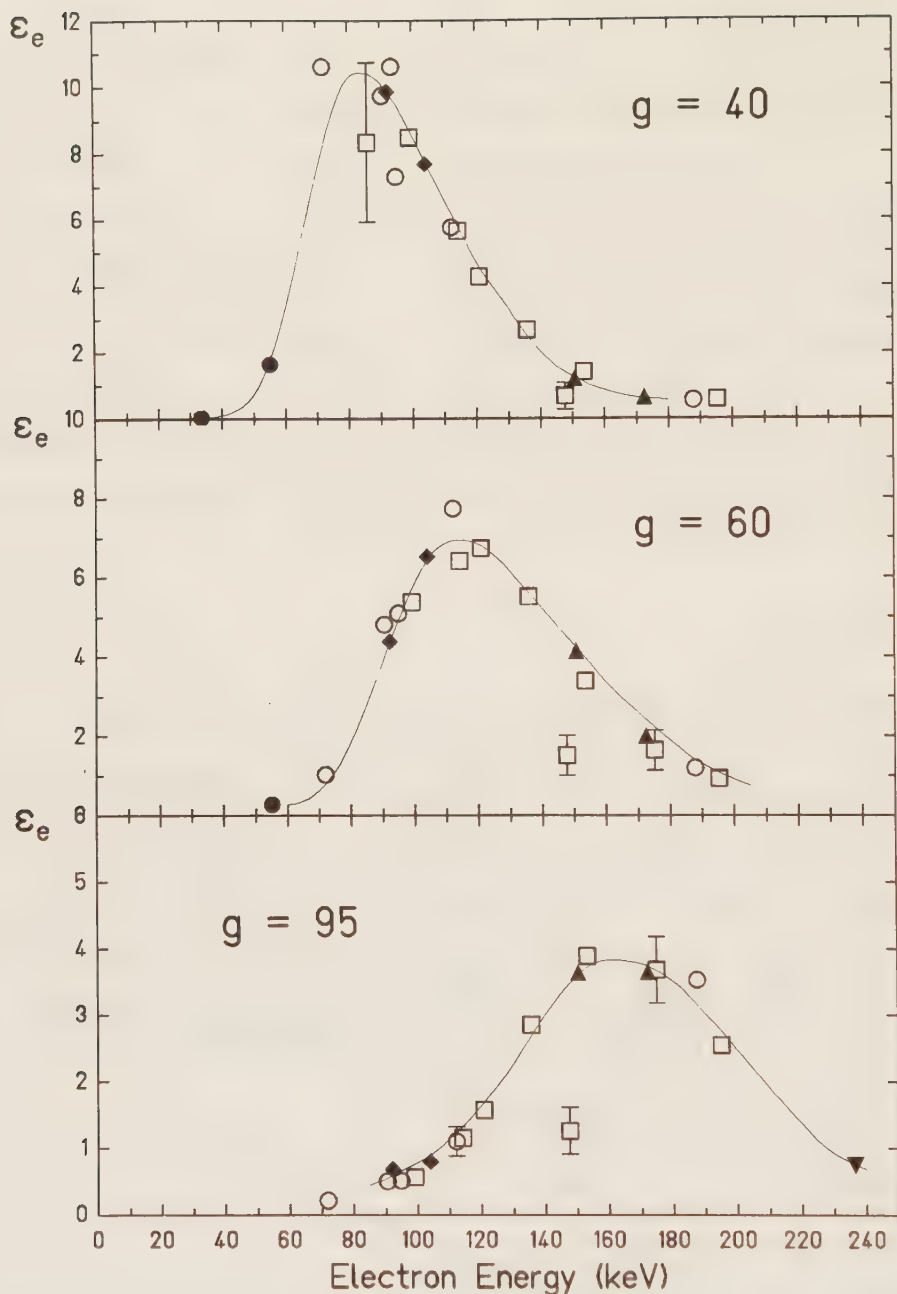


Fig. 5.5

Peak-Nachweiswahrscheinlichkeit des Mini-Orangen-Spektrometers für drei verschiedene Abstände g von MOF - Detektor in mm (in Prozent). Die vollen Symbole entsprechen internen Eichlinien, die offenen Symbole stellen Meßpunkte dar, für die jeweils theoretische M1-Koeffizienten verwendet wurden. Die Quadrate bzw. Kreise entsprechen Linien aus dem Zerfall von ^{100}Cd bzw. ^{102}Cd . Ein Meßpunkt (173 K, ^{100}Cd) liegt deutlich unterhalb der Eichkurve, was eine Evidenz für E1-Multipolarität darstellt.

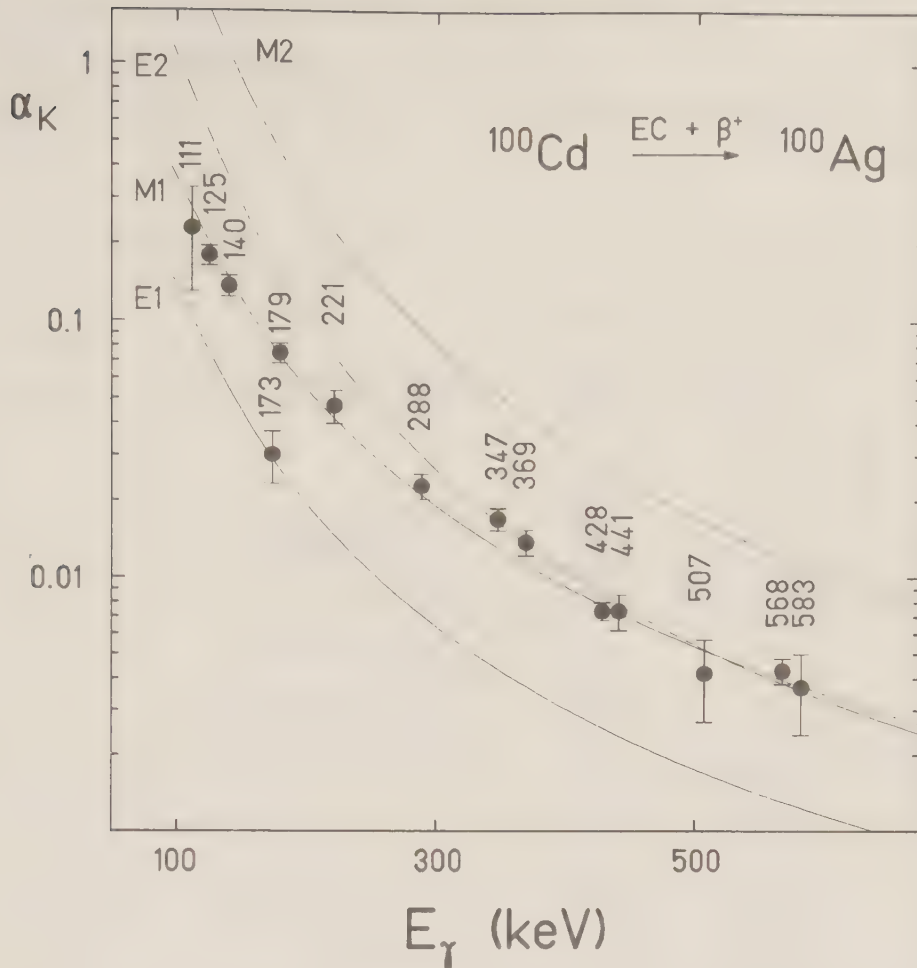


Fig. 5.6 Vergleich der experimentellen K-Konversionskoeffizienten mit den theoretischen Vorhersagen [HAG68] für verschiedene Multipolaritäten. Die Meßpunkte beziehen sich auf Übergänge aus dem Zerfall von ^{100}Cd .

Zur Bestimmung der Multipolarität werden die experimentellen mit den theoretischen Werten verglichen (Fig. 5.6). Die theoretischen Werte (durchgezogene Linien) sind aus [HAG68] entnommen. Für Energien unterhalb 300 keV zeigen mit einer Ausnahme alle gemessenen Übergänge klar M1-Charakter. Der Konversionskoeffizient des 111-keV-Übergangs zeigt einen relativ großen Fehler, jedoch kann eine E1-Multipolarität aus Paritätsgründen ausgeschlossen werden. Lediglich der 173-keV-Übergang besitzt E1-Charakter. Bei Energien oberhalb 300 keV liegen die theoretischen Werte für M1- und E2-Multipolarität relativ nahe zusammen, so daß eine Unterscheidung experimentell kaum möglich erscheint. Für diese höheren Energien kann zusätzlich ein kleiner systematischer Fehler auftreten, da in diesem Energiebereich nur eine off-line Eichung mit einer ^{152}Eu -Quelle möglich war. Dieser Fehler, der in jedem Fall kleiner als $\pm 20\%$ ist, wird nicht in Fig. 5.6 und Tab. 5.1 berücksichtigt. Für alle gemessenen Übergänge oberhalb 300 keV gilt M1- und/oder E2-Charakter.

Tabelle 5.1 γ -Energien, relative γ - und K-Elektronenintensitäten und Koinzidenzrelationen für Übergänge aus dem Zerfall von $^{100}\text{Cd} \rightarrow ^{100}\text{Ag}$. Die absoluten Intensitäten (in Prozent) erhält man durch Multiplikation der relativen Intensitäten mit einem Faktor 0,06676.

$E_\gamma(\text{keV})$	I_γ^{rel}	$I_{\text{K-e-}}$	Linien in Koinzidenz
111.4(2)	3.2(4)	0.74(32)	
117.0(2)	1.4(3)		
124.70(10)	56(4)	10(1)	179, 507, 582, 688
139.71(10)	102(6)	14(2)	270, 368, 428, 507, 629, 688, 731, 797, 810, 991, 1058
148.5(3)	2.1(4)		
164.3(4)*	0.9(3)		
173.2(2)	7.6(6)	0.23(5)	
178.95(10)	70(5)	5.3(5)	125, 507, 582, 688
220.65(10)	55(4)	2.6(4)	347, 369, 629, 650, 810
270.37(15)	3.9(3)	0.09(4)	
288.13(15)	32(3)	0.73(8)	507, 582, 688
302.8(3)	1.7(6)		
347.23(15)	32(3)	0.54(5)	221, 369, 629, 810, 991
361.4(3)	3.3(11)		
368.70(15)	70(5)	0.97(11)	140, 221, 347, 428, 568, 941
428.20(15)	69(5)	0.51(4)	140, 369, 810, 991
441.10(15)	11.5(11)	0.09(1)	
500.0(5)	1.3(4)		
507.25(25)	84(16)	0.35(10)	
525.54(30)*	6.1(7)		
535.00(30)	3.1(5)		
567.90(15)	79(5)	0.34(4)	369, 629, 810, 991, 1309
573.1(4)	3.9(8)		
582.45(30)	95(6)	0.35(12)	125, 179, 288, 688
629.42(30)	7.5(7)		
650.01(30)	10.3(10)		
680.6(4)	3.2(10)		
688.25(30)	53(5)		125, 140, 179, 288, 582, 731, 870
707.5(5)*	1.0(3)		
730.77(25)	26(2)		140, 507, 688
796.6(4)	1.1(3)		
809.83(20)	71(5)		140, 221, 347, 428, 568
852.0(4)*	1.5(4)		
870.42(30)	8.5(8)		
909.2(4)	3.4(6)		
936.55(15)	1000(60)		441, 941
940.94(30)	17(3)		
974.3(5)*	1.4(4)		
990.93(30)	21(2)		140, 347, 428, 568
1024.08(30)	15(2)		173
1057.52(30)	15(2)		
1074.2(5)	1.4(5)		
1140.79(20)	25(2)		
1156.8(5)	3.0(7)		
1197.12(20)	29(2)		
1309.29(30)	7.1(5)		
1338.2(4)	2.9(10)		
1377.52(20)	71(5)		
1944.65(30)	7.0(5)		

* γ -Linie nicht im Zerfallsschema plaziert.

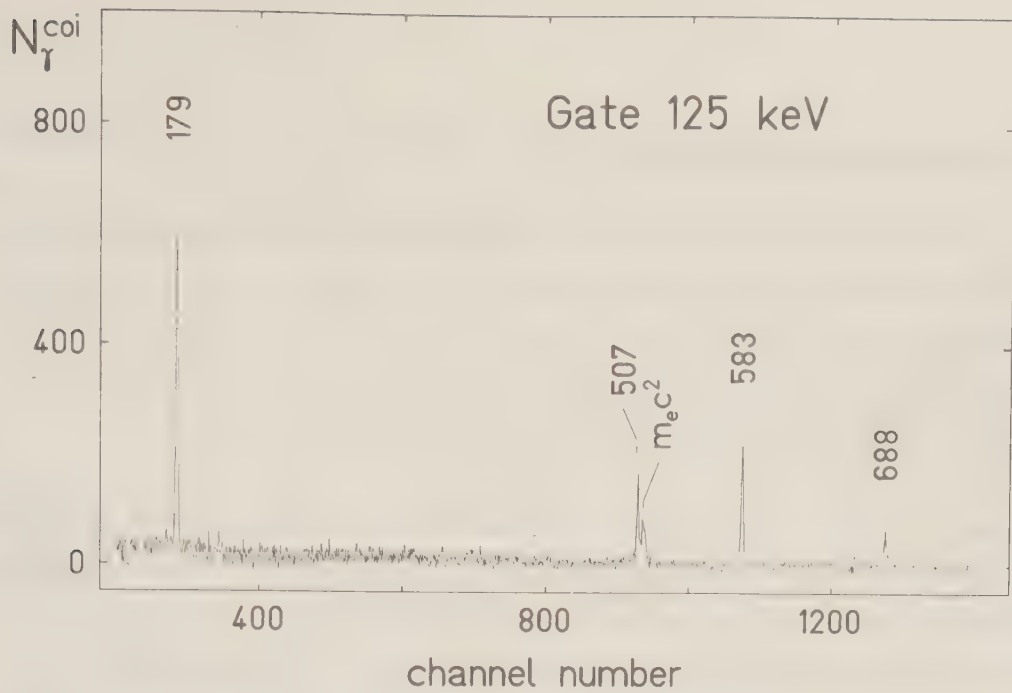


Fig. 5.7 Koinzidentes γ -Spektrum erzeugt durch ein Gate auf die γ -Linie 125 keV im Zerfall von ^{100}Cd .

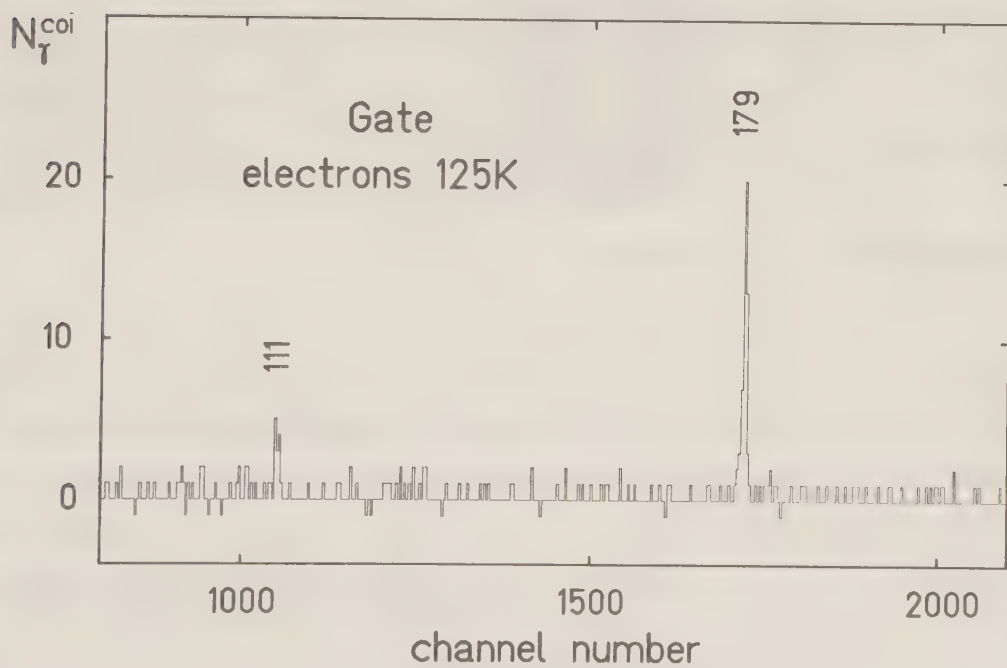


Fig. 5.8 Koinzidentes γ -Spektrum erzeugt durch ein Gate auf die Elektronenlinie 125 K im Zerfall von ^{100}Cd .

5.3.3 Übergangsintensitäten

Die aus den γ -Singles-Daten gewonnenen Übergangsenergien und relativen Gamma- und K-Konversionselektronen-Intensitäten sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Die γ -Intensitäten erhielten eine kleine Korrektur bezüglich des „Summen-Effekts“. Dazu wurde das Verhältnis von Photopeak- zu totaler Nachweiswahrscheinlichkeit der γ -Detektoren mit Einlinien-Standardgleichquellen bestimmt.

Für die Intensitätsbilanz der einzelnen Niveaus ist die totale Intensität von Bedeutung. Dies ist bezüglich einer möglichen Betaspeisung der Niveaus, und damit für die Diskussion der absoluten GT-Stärke von besonderer Wichtigkeit.

Zur Errechnung der totalen Übergangsintensität wurden die γ -Intensitäten mit $(1 + \alpha^{\text{tot}})$ multipliziert. Dabei wurden die theoretischen Konversionskoeffizienten α^{tot} verwendet. Bei den experimentell nicht bestimmten Multipolaritäten wurde je nach Lage im Termschema (siehe Kapitel 5.3.4) bei Übergängen zwischen Zuständen gleicher Parität bei $\Delta I = 0, \pm 1$ ein M1- und $\Delta I = \pm 2$ ein E2-Charakter angenommen. Den Linien 117,0, 534,7 und 1029,8 keV wurden E1-Koeffizienten zugeordnet.

Ein möglicher Fehler im Betrag der totalen Intensität, der auf eine falsche Multipolaritätsannahme zurückzuführen ist, erscheint recht klein, da für alle Übergänge mit nennenswerter Konversionselektronen-Intensität die Multipolarität experimentell bestimmt werden konnte. Die absoluten Übergangsintensitäten sind in ein Zerfallsschema eingetragen, das im nächsten Kapitel diskutiert wird.

5.3.4 Zerfallsschema von ^{100}Cd

Zur Konstruktion des bisher unbekannten Zerfallsschemas wurden sowohl Energiesummenrelationen als auch γ - γ und e- γ Koinzidenzen verwendet. Zwei Beispiele sind in Fig. 5.7 und Fig. 5.8 gezeigt. Tabelle 5.1 beinhaltet eine Liste der Koinzidenzrelationen. Das Zerfallsschema (Fig. 5.9) enthält 44 der 49 gefundenen Übergänge. Die totale Intensität der nicht plazierten fünf Übergänge ist kleiner als 0,5 % der Aktivität. Insgesamt wurden 15 angeregte Energieniveaus gefunden. Die Energieabstände der Levels konnte mit verschiedenen Kombinationen von γ -Kaskaden auf einige Zehntel keV bestimmt werden. Sieben Niveaus mit einer Energie zwischen 952 und 1960 keV werden vom β -Zerfall von ^{100}Cd direkt gespeist. Für die darunter plazierten Niveaus kann aus Gründen der Intensitätsbilanz die obere Grenze einer möglichen Speisung aus dem β -Zerfall von 1 % gegeben werden. Dies gilt jedoch nicht für den Zustand bei $E_x = 15,5$ keV und den

Grundzustand, da hier keine Betrachtungen der Intensitätsbilanz vorgenommen werden können.

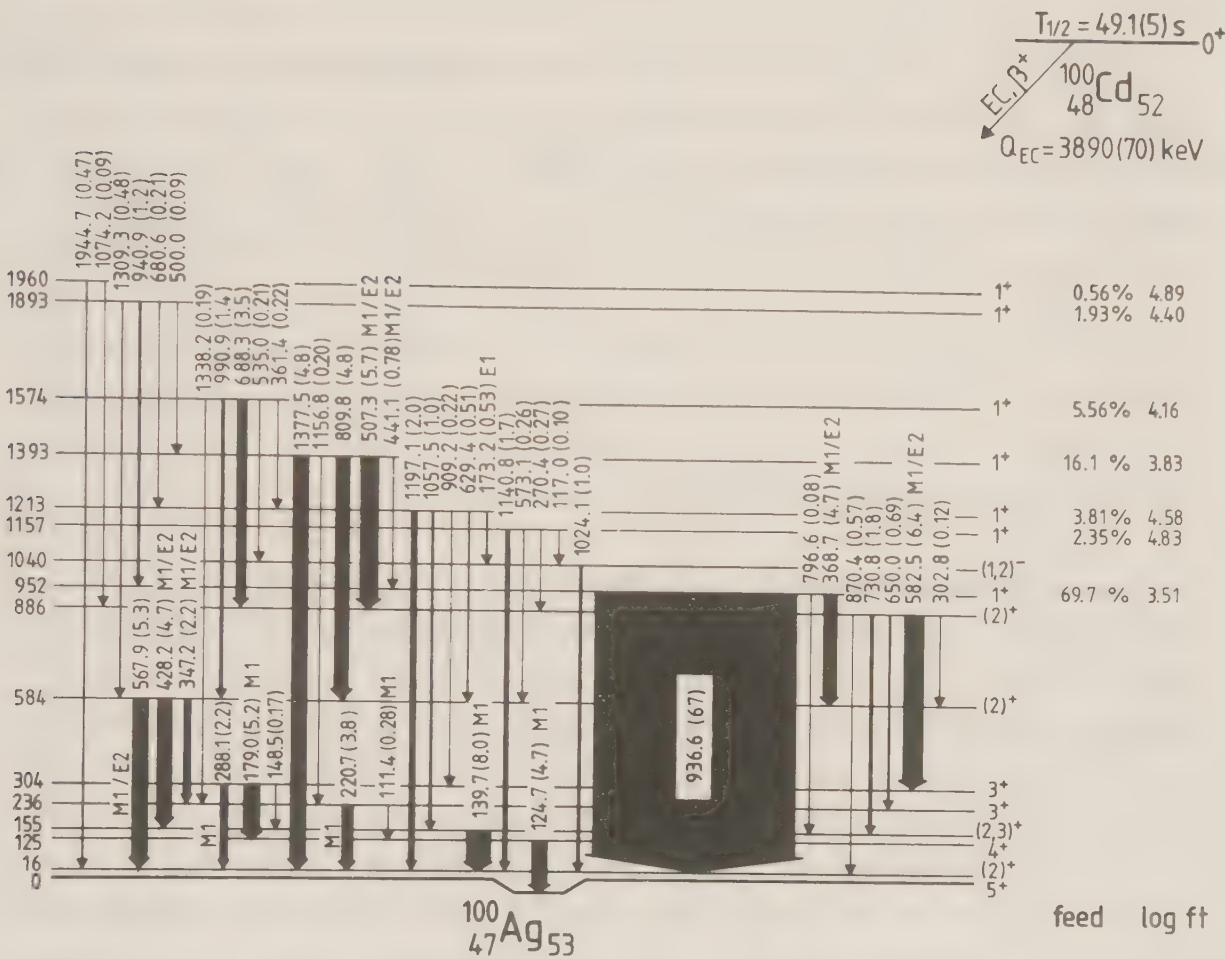


Fig. 5.9 Zerfallsschema von ^{100}Cd . Die Linien sind bezeichnet mit der Übergangsenergie und der totalen Intensität. Die bezeichneten Multipolaritäten basieren auf den Konversionselektronen-Messungen.

5.3.5 Spin- und Paritätszuordnungen

Die Bestimmung der Konversionskoeffizienten ergab für 13 der 14 gemessenen Übergänge einen M1- bzw. E2-Strahlungscharakter. Diese 13 Übergänge verbinden also Zustände gleicher Parität. Daher besitzen alle Zustände unterhalb 1 MeV und der Zustand mit einer Anregungsenergie $E_x = 1393 \text{ keV}$ die gleiche Parität.

Sieben Niveaus oberhalb 950 keV werden direkt im Betazerfall von ^{100}Cd mit $\log ft$ -Werten zwischen 3,5 und 4,9 gespeist. Die geringen $\log ft$ -Werte weisen auf einen erlaubten β -Zerfall hin. Da ein Fermi-Übergang (wegen der Isospinauswahlregeln) und ein erlaubter $0^+ \rightarrow 0^+$ GT-Übergang (aus Gründen der Spinerhaltung) streng verboten sind, weisen wir diesen Niveaus $I^\pi = 1^+$ zu.

Damit ist eine positive Paritätszuordnung für 15 der 16 gefundenen Niveaus experimentell festgelegt. Eine positive Paritätszuordnung von Zuständen mit niedriger Anregungsenergie wird auch vom Schalenmodell mit den Valenznukleonen $\pi g_{9/2}$, $\nu g_{7/2}$ und $\nu d_{5/2}$ erwartet. Lediglich dem Zustand bei $E_x = 1040$ keV muß eine negative Parität zugeordnet werden, da dieser durch einen 173-keV-E1-Übergang mit dem 1^+ -Zustand bei $E_x = 1213$ keV verbunden wird.

Die Intensitätsbilanz aller Niveaus zwischen dem ersten angeregten Zustand und dem 1^+ -Zustand bei $E_x = 952$ keV ist, wie bereits erwähnt, mit einer Genauigkeit kleiner als 1 % erfüllt. Zu diesen Niveaus wird daher eine Speisung durch einen erlaubten GT-Übergang und somit eine 1^+ -Zuordnung nicht erwartet.

Die Niveaus mit einer Anregungsenergie 16, 155, 236, 304, 584 und 886 keV werden direkt von 1^+ -Zuständen bevölkert. Deshalb muß der Spin dieser Niveaus $I \leq 3$ sein. Der Grundzustand und das Niveau bei 125 keV werden nicht direkt aus 1^+ -Zuständen gespeist.

Messungen des Betazerfalls von ^{100}Ag [WIS81] ergaben, daß 4^+ - und 6^+ -Niveaus im ^{100}Pd direkt bevölkert werden. Die $\log ft$ -Werte dieser Übergänge erlauben nur $\Delta I = 0, \pm 1$. Zusammen mit unserer Paritätsbestimmung ordnen wir dem ^{100}Ag -Grundzustand I^π (g.s.) = 5^+ zu. Aus der gemessenen M1-Multipolarität des 125-keV-Grundzustandsübergangs ergibt sich I^π (125 keV) = 4^+ . Wegen des M1-Charakters der Übergänge von 111 und 179 keV und obengenannten Obergrenzen für den Spin ergibt sich für die Niveaus 236 und 304 keV eindeutig eine I^π (236, 304 keV) = 3^+ Festlegung. Die Spinzuordnung der Niveaus 584 und 886 keV kann aufgrund der Elektronendaten nicht eindeutig erfolgen, da die Meßwerte eine Unterscheidung zwischen E2- und M1-Multipolarität nicht zulassen. Aus Gründen von Gammaverzweigungsverhältnissen wird jedoch die Zuordnung I^π (584, 886 keV) = 2^+ eindeutig bevorzugt. (Wegen der nicht beobachteten Speisung dieser Niveaus durch den Betazerfall ist eine 1^+ -Zuordnung unwahrscheinlich). Beim Zustand 155 keV kann nicht mehr als I^π (155 keV) = 2^+ oder 3^+ ausgesagt werden.

Von besonderem Interesse ist die Spinbestimmung für das Niveau bei 16 keV Anregungsenergie. Dieser Zustand ist durch M1-Übergänge mit dem 3^+ -Niveau bei $E_x = 236$ und 304 keV verbunden. Aus diesem Grund scheidet eine 1^+ -Zuordnung aus, was ein

wichtiges Ergebnis für die Diskussion der GT-Stärke bzw. deren Aufspaltung darstellt. Da dieses Niveau nicht vom 4^+ -Zustand bei 125 keV bevölkert wird, ist die 2^+ - der 3^+ -Zuordnung vorzuziehen. Erheblich unterstützt wird dies durch die starke direkte Bevölkering aus fünf der sieben 1^+ Zuständen. Durch eine $I^\pi(16 \text{ keV}) = 2^+$ Zuordnung wird dieser Zustand zum Isomer. Dies könnte das in Ref. [HAY80] erwähnte Niederspinisomer mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 2,3 \text{ min}$ sein.

Für die meisten Niveaus unterhalb 900 keV kann also aufgrund der elektronenspektroskopischen Daten eine 1^+ -Zuordnung ausgeschlossen werden. Lediglich für die Niveaus bei $E_x = 886, 584$ und 155 keV wäre diese Zuordnung möglich, wegen der oben erwähnten Obergrenze für eine β -Speisung jedoch kaum wahrscheinlich.

5.3.6 Messung des Zerfalls-Q-Werts

Zur Messung des Q_{EC} wurde die physikalische Gesetzmäßigkeit ausgenutzt, daß das Verhältnis

$$\tau = I_{\beta^+}/(I_{\beta^+} + I_{EC}) \quad (5.3)$$

vom β^+ -Endpunkt E_β abhängt. Diese Abhängigkeit ist theoretisch sehr gut verstanden und liegt in Tabellenform vor [DZH72].

Aus der Kenntnis der Endpunktsenergie E_β eines vom β^+ -Zerfall gespeisten Niveaus mit der Anregungsenergie E_x läßt sich der Q_{EC} -Wert berechnen:

$$Q_{EC} = E_\beta + E_x + 2 m_e c^2 \quad (5.4)$$

Zur experimentellen Bestimmung des Verhältnisses τ ist es wichtig, daß die Positronen am Quellort gestoppt werden und dort zerstrahlen, damit gleiche Nachweisgeometrie für 511-keV- wie für γ -Strahlen vorliegt. Für diese Messungen befindet sich daher die Quelle innerhalb eines Annihilators, bestehend aus zwei 2,5 mm dicken Kupferplatten, der die Quelle in 4π -Geometrie umschließt (Aufbau 2).

Das Verhältnis τ kann sowohl aus den Koinzidenz- als auch aus den Singles-Spektren bestimmt werden. Beide Methoden sollen hier kurz vorgestellt werden. Eine ausführliche Darstellung findet man in Ref. [RYK88].

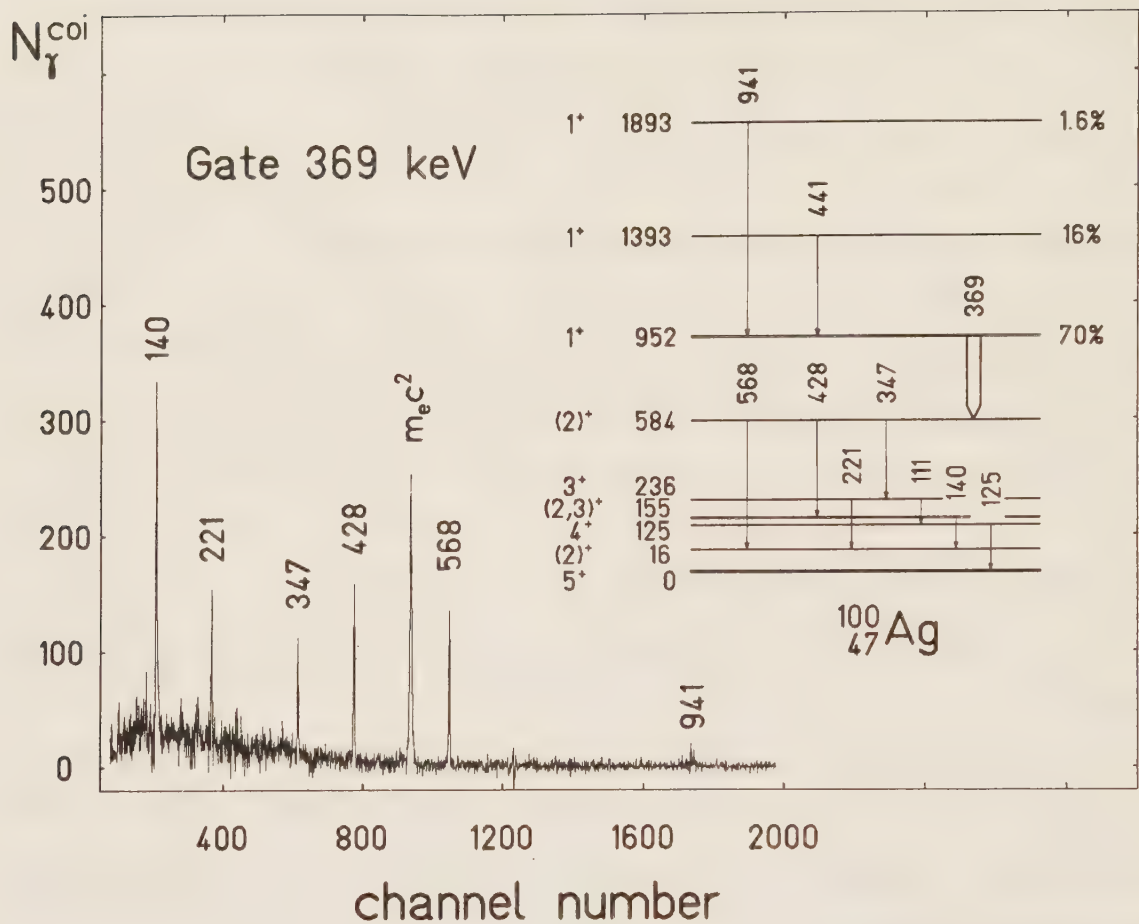


Fig. 5.10 Beispiel zur Berechnung des Q_{EC} -Wertes. Durch ein Gate auf der 369-keV-Linie kann, aus Vergleich der Intensitäten der 511-keV-Vernichtungsstrahlung und der Summe der Linienintensitäten 347, 428 und 568 keV, der Q_{EC} -Wert ermittelt werden.

Die Bestimmung des Q_{EC} -Wertes aus Koinzidenzmessungen veranschaulicht folgendes Beispiel: In einem partiellen Zerfallsschema (Fig. 5.10) wird der 369-keV-Übergang hervorgehoben, der das 1^+ -Niveau bei $E_x = 952$ keV mit dem Niveau $E_x = 584$ keV verbindet. Durch die drei Übergänge 347, 428 und 568 keV wird dieses wiederum entvölkert. In einem mit der 369-keV-Linie gegateten Koinzidenzspektrum kann das Verhältnis der Intensität der 511-keV-Vernichtungsstrahlung und der Summe der Intensitäten der drei oben genannten Übergänge gebildet werden. Dieses Verhältnis beträgt genau 2τ . Der Faktor 2 rührt von den beiden Vernichtungsquanten, die beim Positronenzerfall entstehen.

Anhand dieser Methode erfolgt nach Korrektur für Positronenannihilation im Flug und γ -Speisung aus höherliegenden Niveaus ein mittlerer Wert von $Q_{EC} = 3860(100)$ keV.

Die Methode zur Bestimmung des Q_{EC} aus Singles-Spektren ist nur bei sehr reinen Quellen der zu untersuchenden Radionuklide möglich. Dazu muß der Anteil der Fremdaktivitäten in der 511-keV-Linie bestimmt und subtrahiert werden. In den hier diskutierten ^{100}Cd -Spektren handelte es sich fast ausschließlich um die ^{100}Ag -Tochteraktivität. Eine Analyse der Zeitabhängigkeit der 511-keV-Linie im Multispektrenmode ergab einen Anteil ^{100}Ag von weniger als 20 %. Zur Berechnung des Q_{EC} wird das Verhältnis der so korrigierten 511-keV-Linienintensität zur stärksten γ -Linie mit 937 keV gebildet. Diesen experimentellen Wert vergleicht man mit einem theoretischen Wert für das Verhältnis in Abhängigkeit des Q_{EC} . Eine genaue Kenntnis des Zerfallsschemas ist hierfür erforderlich. Als Ergebnis aus beiden Methoden erhält man einen Mittelwert von

$$Q_{EC} (^{100}\text{Cd} \rightarrow ^{100}\text{Ag}) = 3890(70) \text{ keV.}$$

5.3.7 Experimentelle Nachweisgrenze der Gamow-Teller-Stärke

Die vorliegenden Daten erlauben eine Berechnung der GT-Betastärke für die einzelnen bevölkerten Niveaus. Für deren Berechnung benutzen wir folgende Beziehung (ausgedrückt in Einheiten von $g_A^2/4\pi$)

$$B(\text{GT}) = 3880/(ft)$$

Summiert man über alle sieben im GT-Zerfall von ^{100}Cd gespeisten 1^+ -Niveaus, ergibt sich die Gesamtbetastärke zu

$$B_{\Sigma}(\text{GT}, ^{100}\text{Cd} \rightarrow ^{100}\text{Ag}) = 3880 \cdot \Sigma_i(1/(ft)_i) = 2,4^{+0,6}_{-0,5}$$

Zur quantitativen Diskussion der GT-Zerfälle von gg-Kernen ist es wichtig, eine experimentelle Nachweisgrenze für die Übergangsstärken in mögliche 1^+ -Niveaus zu geben. Fig. 5.11 zeigt die Verteilung der GT-Stärke in die verschiedenen Niveaus des ^{100}Ag -Tochterkerns in einem logarithmischen Maßstab (schwarze Balken). Die in der Figur enthaltene Kurve und die gestrichelten Pfeile repräsentieren eine grobe Abschätzung der experimentellen Nachweisgrenze der $0^+ \rightarrow 1^+$ GT-Übergangsstärke. Dabei wurde an-

genommen, daß ein angeregter 1^+ -Zustand nur durch einen einzigen γ -Übergang in das 2^+ -Niveau bei 16 keV zerfällt. Die durchgezogene Linie repräsentiert den flachen Untergrund zwischen den γ -Linien des Singles-Spektrums der ersten Untergruppe. Die Photopeak-Nachweisgrenze beruht auf drei Standardabweichungen.

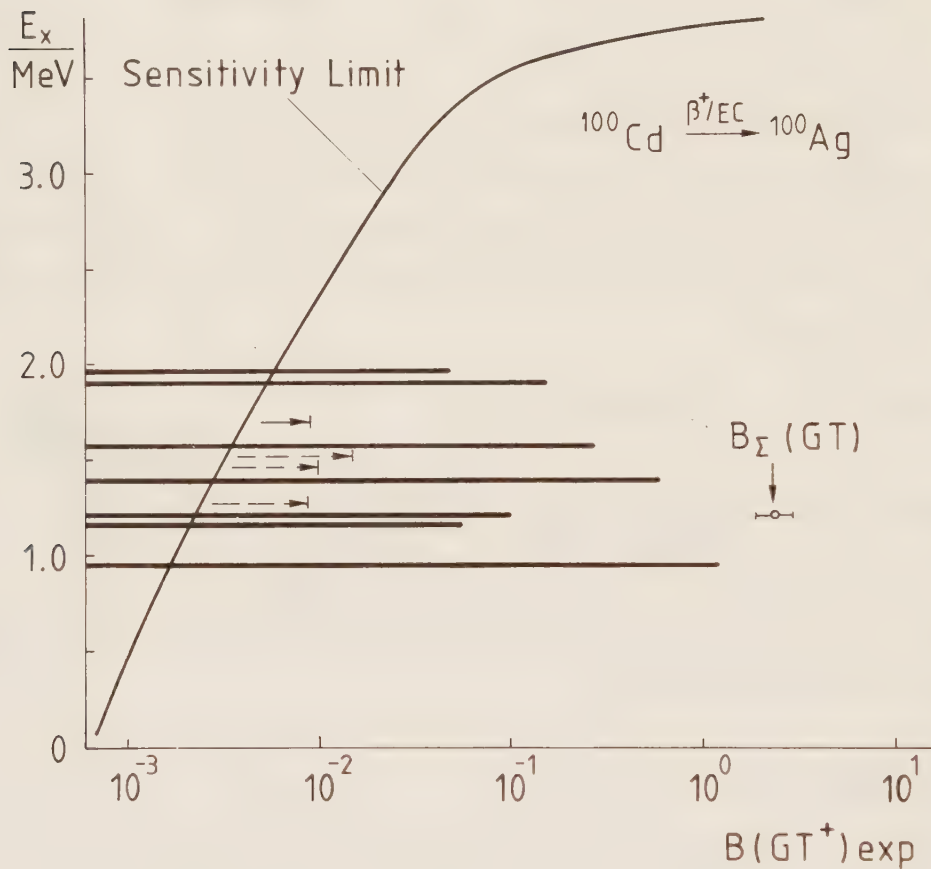


Fig. 5.11 Verteilung der GT-Stärke auf sieben 1^+ -Zustände im Tochterkern ^{100}Ag (scharze Balken). Die summierte Stärke über alle Niveaus $B_{\Sigma}(\text{GT}) = 2,4$ ist bei einer gemittelten 1^+ -Energie eingetragen. Die experimentelle Nachweisgrenze (Sensitivity limit) der GT-Übergangsstärke ist durch die durchgezogene Linie und die gestrichelten Pfeile angedeutet (siehe Text).

Eine ungünstigere Nachweisgrenze ergibt sich bei Energien, die dem ^{100}Ag -Zerfall, bekannten Untergrundlinien und schwachen nicht zugeordneten γ -Linien im Spektrum entsprechen. Für solche Linien wurde aus dem zeitlichen Zerfallsverhalten die Obergrenze für eine mögliche ^{100}Cd -Aktivität abgeschätzt. Die gestrichelten Pfeile in Fig. 5.11

repräsentieren die Nachweisgrenze für ^{100}Cd -Linien bei Energien oberhalb 1 MeV, bei der starke ^{100}Ag -Linien und die 1461-keV-Linie von ^{40}K erscheinen.

Es ist klar, daß die hier gezeigte Empfindlichkeitsgrenze nur eine grobe Abschätzung darstellen kann: Die Nachweisgrenze kann erheblich ungünstiger ausfallen, wenn der γ -Zerfall aus 1^+ -Zuständen sich auf viele angeregte Niveaus oberhalb 16 keV verteilt. Ein Vergleich der beobachteten GT-Stärke mit der Empfindlichkeitsgrenze deutet jedoch darauf hin, daß experimentell nicht beobachtete erlaubte Betaübergänge in Niveaus unterhalb ca. 3,5 MeV keine nennenswerte Änderung der Gesamtstärke hervorrufen sollten.

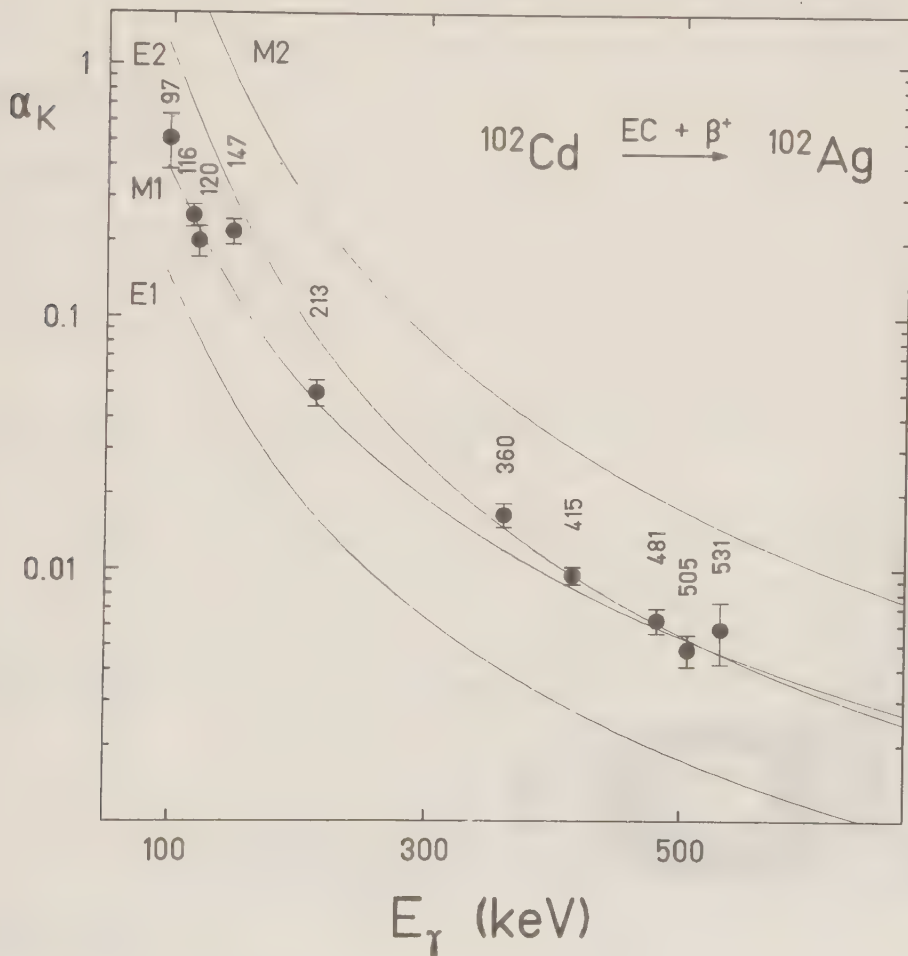


Fig. 5.12 K-Konversions-Koeffizienten für Übergänge aus dem Zerfall von ^{102}Cd .

5.4 Elektronenspektroskopie von ^{102}Cd

Zusätzlich zu den Messungen an ^{100}Cd wurde Konversionselektronen-Spektroskopie auch an ^{102}Cd durchgeführt. Der Zerfall von ^{102}Cd ist bereits genau untersucht worden [HNA70]: Insgesamt konnten 17 Übergänge mit einer Intensität bis hinunter zu 0,3 % der gesamten Zerfallsstärke in ein Zerfallsschema von 10 angeregten Energieniveaus eingeordnet werden. 9,2 keV oberhalb des Grundzustandes von ^{102}Ag mit $I^\pi = 5^+$ und $T_{1/2} = 12,9$ min befindet sich ein 2^+ -Isomer mit einer Halbwertszeit von 7,7 min. Insgesamt wurden 6 Niveaus $I^\pi = 1^+$ zugeordnet. Einige Multipolaritäten von Übergängen waren bereits aus Konversionselektronendaten bekannt.

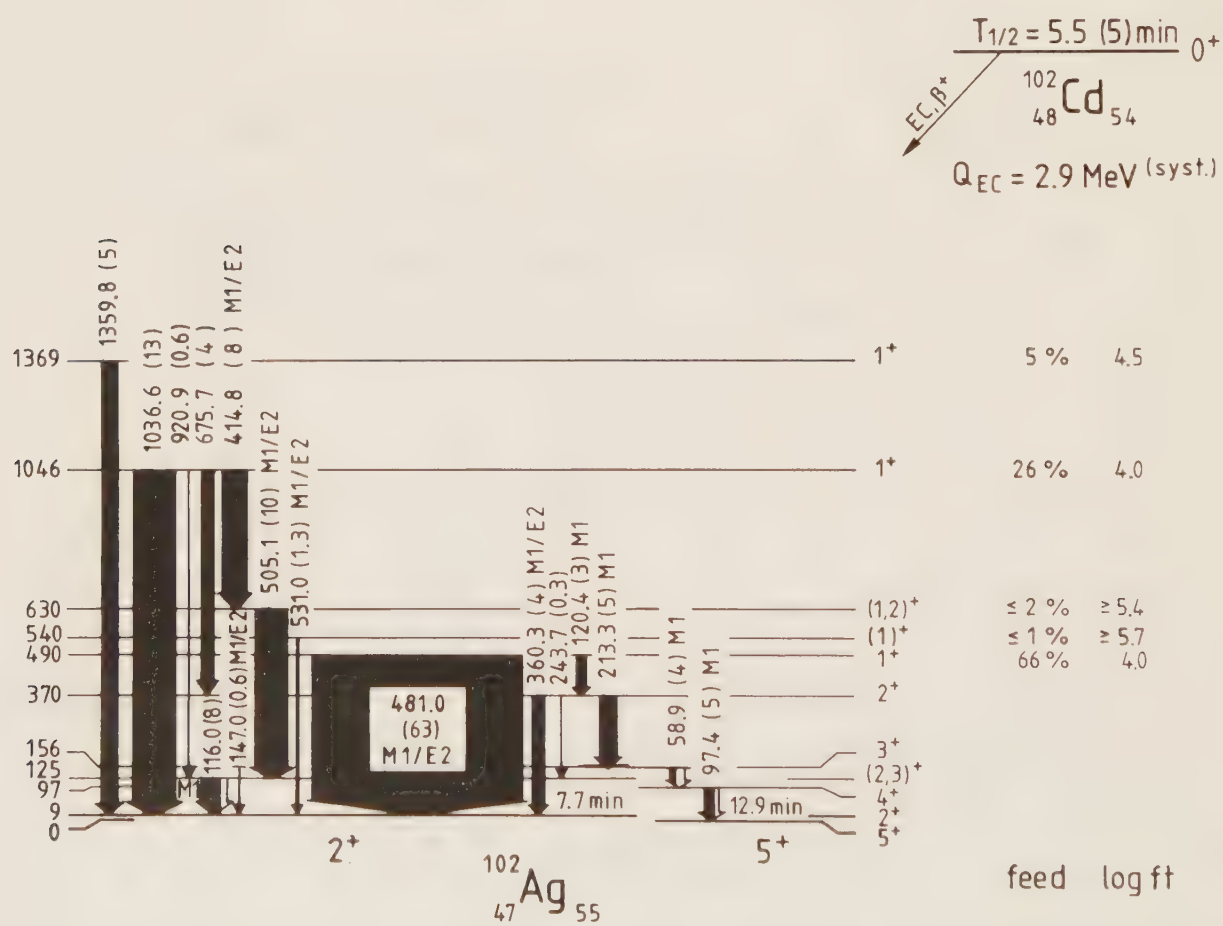


Fig. 5.13 Zerfallsschema von ^{102}Cd [nach HNA70]. Multipolaritäts-, Spin- und Paritätszuordnungen basieren auf Konversionselektronen-Messungen.

Ziel unserer Messungen im ^{102}Cd war es, die Elektronendaten zu verbessern. Die Konversionselektronenmessungen wurden mit denselben Konfigurationen des Mini-Orangen-Filters wie bei der ^{100}Cd -Spektroskopie durchgeführt (Fig. 5.5). Die Meßzeit pro Einstellung betrug jeweils ca. 2 min. Alle bekannten Übergänge mit einer Energie kleiner als 600 keV wurden in den Elektronenspektren identifiziert. Fig. 5.12 zeigt einen Vergleich der gemessenen und theoretischen Konversionskoeffizienten. Alle gemessenen Übergänge zeigen M1- bzw. E2-Charakter, d.h. sämtliche Übergänge verbinden Niveaus gleicher Parität. Fig. 5.13 zeigt das Zerfallsschema von ^{102}Cd aus Ref. [HNA70]. Bezüglich Spin- und Paritätszuordnung wurden folgende Änderungen vorgenommen: Das am stärksten bevölkerte 1^+ -Niveau bei 490 keV Anregungsenergie zerfällt durch vier Übergänge $120,4 \xrightarrow{M1} 213,3 \xrightarrow{M1} 58,9 \xrightarrow{M1} 97,4$ in den 5^+ -Grundzustand. Folglich ergibt sich die Spinfolge $1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 3^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 5^+$. Das 2^+ -Niveau bei 370 keV wurde in Ref. [HNA70] als 1^+ -Zustand interpretiert. Ein Übergang mit 621,1 keV [HNA70] konnte nicht beobachtet werden.

Bei unseren kurzen Messungen wurden keine detaillierten γ -Untersuchungen durchgeführt. Bei einer Produktionsrate von 10^6 Atomen pro Sekunde ^{102}Cd , ohne nennenswerte Kontaminationen anderer Kerne, könnten weitere Untersuchungen bei ISOLDE die Nachweisgrenze für 1^+ -Zustände erheblich verbessern.

5.5 Erste Ergebnisse für ^{98}Cd

Erste Testmessungen zur Identifikation von bisher nicht nachgewiesener β -verzögerter Kernstrahlung des sehr exotischen Kerns ^{98}Cd wurden durchgeführt. Von besonderem Interesse ist die Spektroskopie dieses $N=50$ Isotons vor allem wegen der Nähe des nur zwei Protonen entfernten doppelten Schalenabschlusses ^{100}Sn .

Bei ersten Messungen mit der Masse $A=98$ bei Aufbau 1 wurden im hochauflösenden Röntgendetektor K-Röntgenlinien von Silber und eine schwache 60-keV-Linie beobachtet, deren zeitliches Verhalten in Übereinstimmung mit den in Ref. [ELM78] gegebenen Halbwertszeit von ca. 8 s ist.

Testmessungen mit dem Elektronenspektrometer (Aufbau 3) weisen eine klare Struktur auf. Das Elektronenspektrum (Fig. 5.14) zeigt eine dominierende Linie bei $E_e = 81,9$ keV. Die Energiedifferenz zu einer weiteren Linie bei 103,9 keV stimmt mit $\Delta E_e = 22,0(4)$ keV der K-L Schalendifferenz in Silber von 21,7 keV überein. Daher ordnen wir diesen Linien

einen 107,3-keV-Übergang im ^{98}Ag zu. Die Halbwertszeitanalyse der 107-K-Linie (Fig. 5.14) ergibt

$$T_{1/2} = 8,1(5) \text{ s.}$$

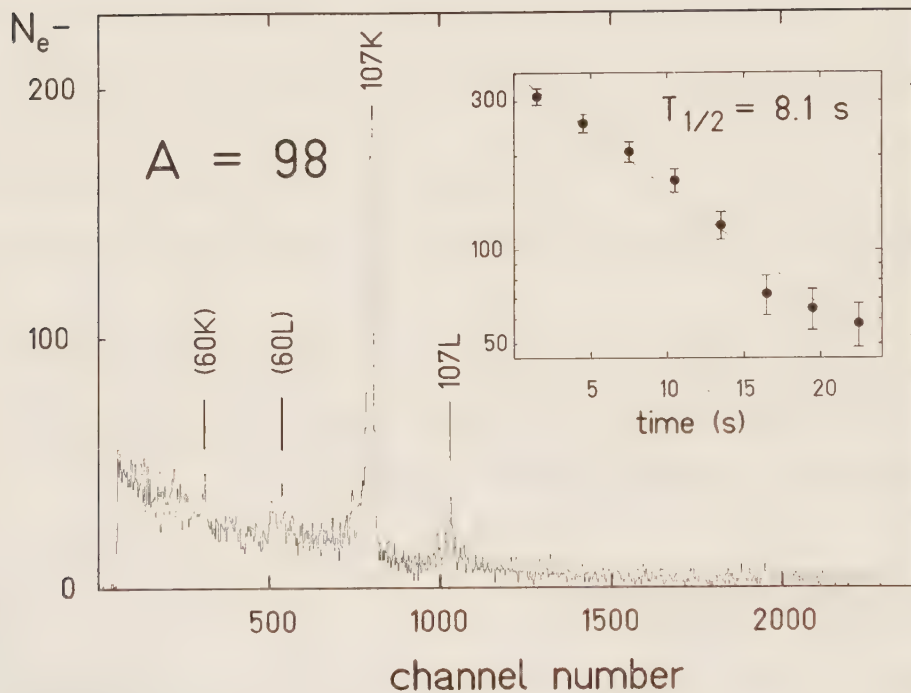


Fig. 5.14 Konversionselektronen-Spektren bei Masse 98 und zeitlicher Abfall der 107-K-Linie.

Eine Multipolaritätsbestimmung erscheint schwierig, da im gegenüberliegenden γ -Detektor diese Linie nicht beobachtet werden konnte ($\alpha_K > 0,1$). Das K/L-Intensitätsverhältnis von 5,0(15) weist auf eine Multipolarität von E2 oder M2 hin. Die K- und L-Linie eines möglichen 60-keV-Übergangs ist im Elektronenspektrum angedeutet. Durch die Beobachtung von K-Silberröntgenlinien und dem (K-L)-Energieabstand scheint insbesondere die Zuordnung der 107-keV-Linien zu einem Übergang im ^{98}Ag recht sicher zu sein. Für eine eindeutige Zuordnung dieser Linie zum Betazerfall von ^{98}Cd muß jedoch erst gezeigt werden, daß die Linie nicht aus einem möglichen isomeren Zerfall in ^{98}Ag stammt. Dazu müßten Koinzidenzen dieser Linie mit Positronen oder 511-keV-Vernich-

tungsstrahlung gemessen werden. Die Multipolaritätszuordnung und das nicht beobachtete Hereinwachsen in der Zeitanalyse (Fig. 5.14) lassen jedoch eine Zuordnung zu ^{98m}Ag als recht unwahrscheinlich erscheinen.

Die hier aufgeführten ersten Ergebnisse motivieren uns, weitere Experimente an ISOLDE durchzuführen. Ein entsprechender Experimentiervorschlag [BAR87] zur weiterführenden Spektroskopie von ^{98}Cd ist bereits akzeptiert.

5.6 Bemerkung zum isomeren Zerfall von ^{99}Ag

Die Zerfälle der ungeraden neutronenarmen Cadmiumisotope sind sehr detailliert von Karlshoven et al. [KAR80] mit γ - und Elektronenspektroskopie untersucht worden. In allen neutronenarmen Silberisotopen mit ungerader Massenzahl konnte ein E3-Isomer gefunden werden. Ein solcher E3-Übergang verbindet den $p_{1/2}$ -Einteilchenzustand mit einem tiefliegenden Niveau der Konfiguration $(\pi g_{9/2}^{-3}) 7/2^{+}$. Auf die Interpretation dieser Niveaus durch das Schalenmodell wird in Kapitel 7.2 näher eingegangen. Auch in ^{99}Ag konnte ein Isomer mit einer Halbwertszeit von 15(2) s [HUY78] bei einer Anregungsenergie $E_x = 506,5$ keV identifiziert werden. Das Isomer zerfällt in einer Kaskade $163,9$ keV $\rightarrow$ $342,9$ keV zum ^{99}Ag Grundzustand. Für den isomeren Übergang konnte in Ref. [KAR80] ein Konversionskoeffizient von $\alpha_K = 3,8(20)$ bestimmt werden in ungefährender Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert für E3-Multipolarität von $\alpha_K(E3) = 1,1$. Aufgrund der Meßergebnisse sind jedoch auch mehrere andere Interpretationen möglich.

Die mit Aufbau 3 durchgeführten Konversionselektronen- und γ -Messungen ergaben $\alpha_K(164$ keV) = 0,7(4) und $K/L = 2,6(3)$ und bestimmen eindeutig die E3-Multipolarität. Der Konversionskoeffizient des 343-keV-Übergangs wurde zu $\alpha_K = 0,0020(6)$ bestimmt. Dies ergibt einen M1/E2 Strahlungscharakter.

6.0 Das 16-s-M3-Isomer in ^{104}In und der Betazerfall von ^{104}Sn

6.1 *Motivation für die Untersuchung tiefliegender Niveaus in ^{104}In*

Eine detaillierte Untersuchung des Betazerfalls von neutronenarmen geraden Zinnisotopen wurde in der Doktorarbeit von G.-E. Rathke [RAT86] und in [BAR88B], [RAT85] vorgenommen (siehe auch [DEN85]). Die Messungen wurden am Massenseparator der GSI unter Verwendung der chemisch selektiven Ionenquelle durchgeführt. Bei diesen Messungen wurde zum ersten Mal das Elektronenspektrometer eingesetzt und getestet. Dabei konnten Multipolaritäten von mehreren Übergängen im Zerfall von $^{104}\text{Sn} \rightarrow ^{104}\text{In}$ bestimmt werden.

Ein sehr interessantes Ergebnis der Elektronenspektroskopie war die Identifizierung eines bisher unbekannten 15,7-s-Isomers in ^{104}In . Der isomere Zustand liegt bei einer Anregungsenergie von $E_x = 93,5$ keV und ist durch einen M3-Übergang mit dem Grundzustand verbunden. Das Zerfallsschema von ^{104}Sn ist in Fig. 6.1 dargestellt: Der β -Zerfall von ^{104}Sn speist insgesamt vier 1^+ -Zustände. Aus diesen Niveaus bevölkern ca. 90 % das M3-Isomer. Der restliche Teil speist über mehrere γ -Kaskaden den Grundzustand. Die Sequenz der Grundzustandsübergänge $154,7 \rightarrow 148,1 \rightarrow 93,4$ keV ist nicht eindeutig [BAR88B], jedoch sprechen einige qualitative Argumente für diese Reihenfolge. Insbesondere wird die Platzierung des 93,4-keV-Übergangs direkt auf den Grundzustand vorgenommen, da jede andere Sequenz zusätzliche Übergänge in den isomeren Zustand erwarten ließe, die nicht beobachtet wurden. Aus der Bestimmung der Konversionskoeffizienten konnten folgende Aussagen bezüglich Multipolarität gemacht werden: Die Übergänge 133,7 und 148,1 keV zeigen eindeutig M1-Charakter. Für die Übergänge 154,7 und 93,4 keV konnten M1 und/oder E2 zugeordnet werden. Alle Niveaus unterhalb 400 keV Anregungsenergie haben somit gleiche Parität.

Das Zerfallsschema (Fig. 6.1) zeigt eine interessante Besonderheit: Bei 93 keV Anregungsenergie in ^{104}In wurden zwei Niveaus mit geringer Energiedifferenz lokalisiert, das 15,7-s-M3-Isomer mit 93,5 keV und ein zweites kurzlebiges Niveau mit $\sim 93,4$ keV Anregungsenergie. Die Energiedifferenz beträgt weniger als ca. 300 eV. Aus den Meßdaten

konnte nicht eindeutig bestimmt werden, welches dieser beiden Niveaus eine höhere Anregungsenergie besitzt. Die Konversionselektronen-Messungen ergaben eine Spindifferenz $\Delta I = 1$ oder 2 bei gleicher Parität der Zustände.

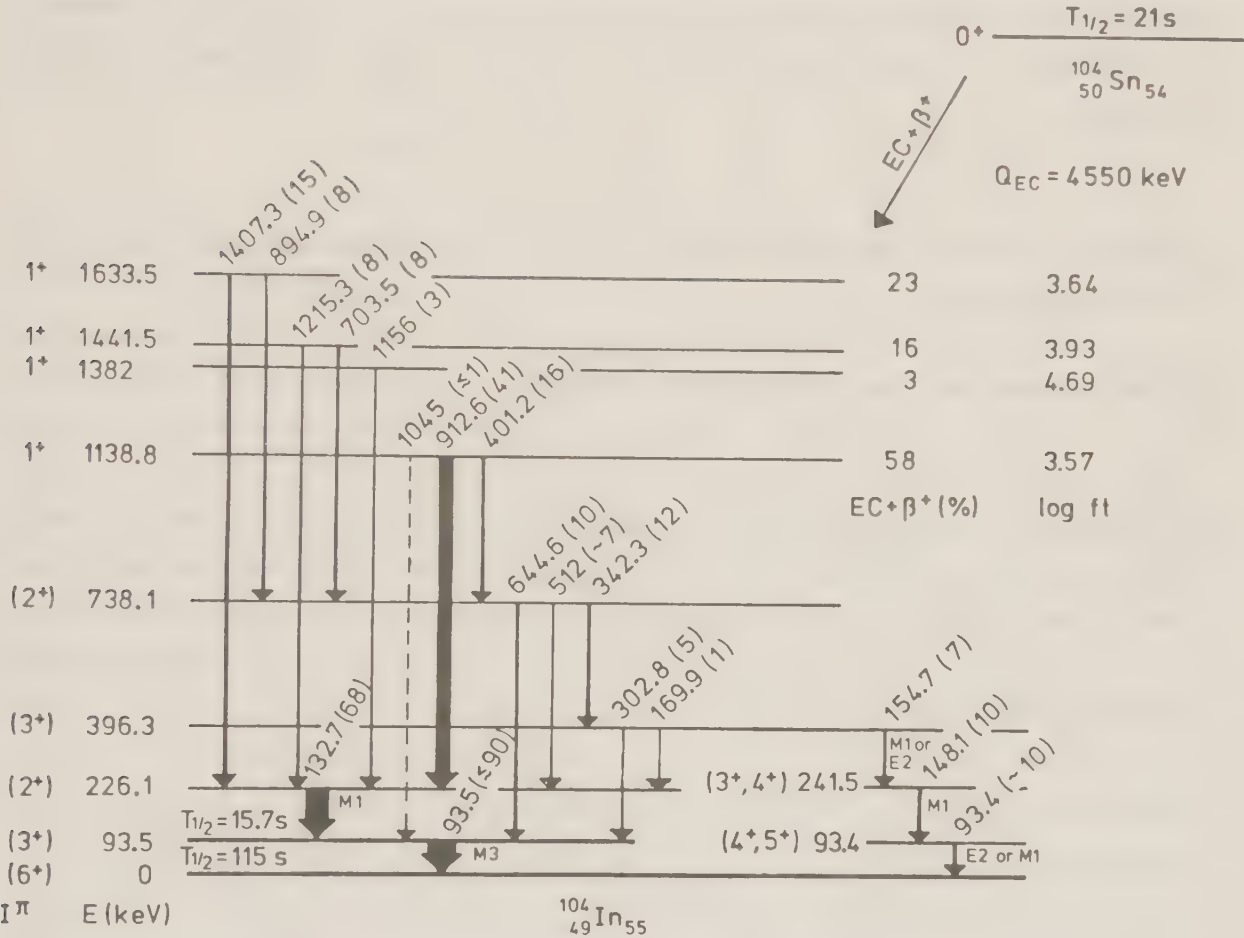


Fig. 6.1 Zerfallsschema von ^{104}Sn [BAR88B]. Ca. 90 % der β -Aktivität bevölkert indirekt ein M3-Isomer mit 15,7 s Halbwertszeit. Ca. 10 % zerfällt über eine schnelle γ -Kaskade direkt in den Grundzustand von ^{104}In . Bei 93 keV Anregungsenergie erscheinen zwei Niveaus mit kleiner Energiedifferenz, jedoch sehr unterschiedlicher Lebensdauer.

Wegen der eng benachbarten Anregungsenergie und der Spindifferenz von 1 oder 2 bei gleicher Parität, könnten diese beiden tiefliegenden Zustände in ^{104}In vielleicht als Kandidaten zum Studium eines bisher in der Kernphysik unbeobachteten Effekts verwendet werden: Des induzierten Mischens von Kernzuständen verschiedenen Spins durch ein starkes äußeres Feld [LYV66]. Ein nichtverschwindendes Matrixelement existiert zwischen Zuständen mit $\Delta I=1$ in einem Magnetfeld und $\Delta I=2$ in einem elektrischen Gradientenfeld. In der Atomphysik ist dieser Effekt wohlbekannt, in der Kernphysik wegen der notwendigen hohen Felder jedoch noch nicht beobachtet worden. Wichtige Voraussetzungen sind:

- (i) ein sehr starkes Magnetfeld (im Falle von $\Delta I=1$) bzw. elektrisches Gradientenfeld (im Falle von $\Delta I=2$),
- (ii) ein sehr geringer Energieabstand der Niveaus.

Für einen experimentellen Nachweis dieses Effekts ist besonders die unterschiedliche Lebensdauer der beiden betrachteten Niveaus in ^{104}In von entscheidender Bedeutung. Eine kleine Beimischung der Wellenfunktion des kurzlebigen Übergangs zur Wellenfunktion des langlebigen Isomers würde eine Änderung in der Halbwertszeit des letzteren Zustands bewirken.

Das in diesem Kapitel beschriebene Experiment dient zur Bestimmung der Spin- und Energiedifferenz und der relativen Lage beider Niveaus. Die Daten sollten eine Abschätzung des Effektes ermöglichen und gegebenenfalls als Basis für Planungen weiterführender Experimente dienen. Darüberhinaus sollten wichtige Informationen bezüglich der Kernstruktur des doppelt ungeraden Kernes ^{104}In gewonnen werden.

6.2 Experimentelle Technik

Eine Untersuchung von Übergängen mit nahezu gleicher Energie im identischen Kern ist sehr schwierig, insbesondere dann, wenn der isomere Zustand wesentlich stärker in der Schwerionenreaktion gebildet wird. Für unsere Messungen verwendeten wir ein ^{50}Cr -Target (4 mg/cm^2) und einen Strahl von ^{58}Ni -Ionen mit 5 MeV/A und ca. 50 Teilchen-nA .

Eine präzise Messung von Energiedifferenz und Multipolarität erscheint nur möglich im Falle einer eindeutigen Unterscheidung beider Übergänge. Dazu war eine doppelte Selektion durch chemische und elektronische Methoden erforderlich. Eine elektronische Selektion ist möglich, da der schnelle Übergang koinzident mit anderen Übergängen und dem Betazerfall stattfindet, während der isomere Zerfall solche Koinzidenzen nicht zeigt. Eine zusätzliche chemische Selektion ist durchführbar durch die Verwendung der elementselektiven Ionenquelle (Kapitel 3.2): Das M3-Isomer in ^{104}In kann mit sehr hoher Reinheit hergestellt werden. Dies ist wichtig, da das Isomer nicht durch Koinzidenzbedingungen selektiert werden kann. Das kurzlebige Niveau wird im Zerfall von ^{100}Sn zu ca. 10 % bevölkert, während das Isomer zu ca. 90 % populierte wird. Zur Untersuchung des kurzlebigen Übergangs ist die weitere elektronische Selektion nötig. Dies wurde in unserem Experiment durch den koinzidenten Nachweis mit β -Strahlung in einem 2π - β -Zähler vorgenommen. Für eine präzise Bestimmung der Energiedifferenz wurden die in der elementselektiven, gepulsten Ionenquelle hergestellten Zinn- bzw. Indiumquellen in einer periodischen Sequenz abwechselnd im selben Detektor- und Datenaufnahmesystem vermessen (Fig. 6.2). Beim Freisetzen von Indium aus der Ionenquelle wurde die Aktivität 1 s lang auf dem Band gesammelt, in die Meßposition gefahren und 4×2 s lang vermessen. Während dieser Zeit wurde die Aktivität des Zinnpulses (Zinn-Bunch) 4 s gesammelt, dann ebenfalls in die Meßposition gefahren und 8×4 s untersucht. Dieser Vorgang wiederholte sich alle 41 s. Insgesamt wurden 1307 Zyklen vermessen.

Die Meßapparatur bestand aus dem Mini-Orangen-Spektrometer, einem 2π - β -Zähler und einem hochauflösenden Röntgendetektor. Als β -Zähler wurde ein 0,5 mm dicker Plastiksintillator (NE 102 A) mit Lichtleiter und Photomultiplier eingesetzt. Singles-Elektronen- und γ X-Spektren sowie e^- - γ X- β Koinzidenzen wurden aufgenommen. Die Singles-Daten wurden in vier verschiedene Untergruppen des Datenspeichers eingeordnet: Ereignisse in Koinzidenz oder Antikoinzidenz mit einem nachgewiesenen β -Teilchen im Plastiksintillator (elektronische Selektion) und Ereignisse der Messung der Indium- bzw. Zinnprobe (chemische Selektion). Für eine zeitliche Analyse wurden die Daten zusätzlich in 4 bzw. 8 zeitlich aufeinanderfolgenden Untergruppen à 4096 Kanälen abgespeichert. Die Datenaufnahme in verschiedene Speicherbereiche ein und desselben ADC war besonders wichtig für die genaue Bestimmung der Energiedifferenz der benachbarten Niveaus.

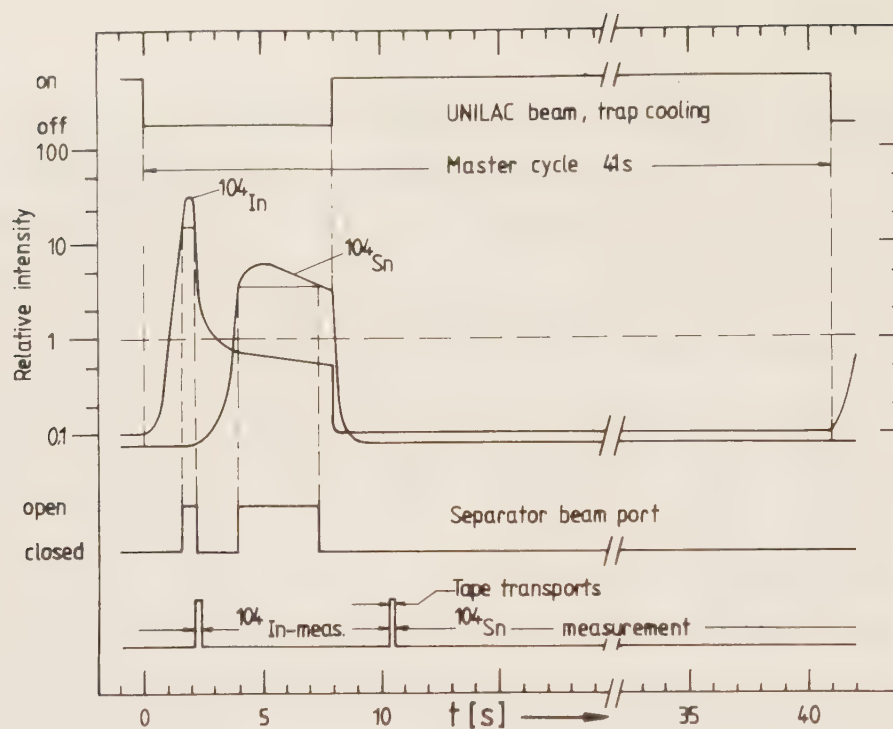


Fig. 6.2 Vereinfachtes Zeitdiagramm für eine simultane chemische Separation von Indium und Zinn durch Kühlen (33 s) und Heizes (8 s) einer Kühlfalle innerhalb der Ionenquelle.

6.3 Resultate

Aus der Analyse der Singles-Daten im Indium-Antikoinzidenz- bzw. Zinn-Koinzidenz-Spektrum konnte die Energie- und die Spindifferenz beider Niveaus ermittelt werden: Die Energiedifferenz beträgt in den Elektronendaten $\Delta E = 300(20)$ eV und in den γ -Spektren $\Delta E = 240(70)$ eV. Der Mittelwert aus beiden Messungen beträgt:

$$\Delta E = 290(20) \text{ eV.}$$

Die absolute Energie der Übergänge beträgt 93,5(1) keV (Isomer) und 93,2(1) keV (schneller Übergang). Tabelle 6.1 zeigt die Übergangsenergien, Intensitäten und Konversionskoeffizienten der niederenergetischen Übergänge aus dem Zerfall $^{104}\text{Sn} \rightarrow ^{104}\text{In}$.

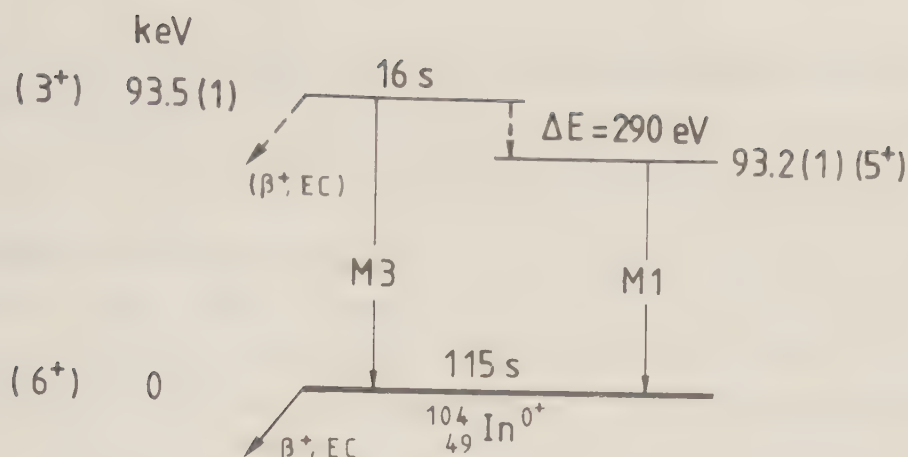


Fig. 6.3 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse. Die beiden angeregten Niveaus bei 93 keV haben einen Energieabstand von 290 eV und eine Spindifferenz von $\Delta I = 2$.

Tabelle 6.1 Niederenergetische Übergänge im Betazerfall von ^{104}Sn

$E_\gamma(\text{keV})$	I_γ^{rel}	$I_{\text{tot}}^{\text{rel}}$	α_K	α_L	Mult.
93.2(1)	9.6(17)	13	0.70(15)	0.07(3)	M1
93.5(1)	-	-	45(10)	14(3)	M3
132.6(1)	100	100	0.22(2)	0.034(7)	M1
148.1(1)	14.4(10)	13	0.17(2)	-	M1
154.7(1)	8.8(9)	9	0.20(5)	-	M1+E2

Die Konversionskoeffizienten der Übergänge 93,2, 148,1 und 133,7 keV zeigen klaren M1-Charakter, während der Konversionskoeffizient des Übergangs 154,7 keV genau zwischen den theoretischen Werten für M1 und E2 liegt. Diese Multipolaritätsmischung wird in Kap. 7.3 diskutiert. Durch die Bestimmung des M1-Charakters des kurzlebigen 93,2-keV-Übergangs beträgt die Spindifferenz zwischen den benachbarten Niveaus

$$\Delta I = 2$$

und das 93,2-keV-Niveau erhält damit eine vorläufige $I^\pi = 5^+$ Zuordnung. (Eine prinzipiell ebenso mögliche Spindifferenz $\Delta I = 3$ erscheint aus Gründen der γ -Verzweigung unwahrscheinlich.) Fig 6.3 faßt die experimentellen Ergebnisse noch einmal zusammen.

In den Singles- und Koinzidenzdaten konnten keine neuen betaverzögerten Übergänge von ^{104}Sn gefunden werden. Einige Anzeichen sprechen jedoch dafür, daß der 148,1-keV-Übergang eventuell ein Dublett ist: Setzt man ein Gate auf die 93,2-keV-K-Konversionselektronenlinie, so verhalten sich die Intensitäten der 155-keV-Linie zur 148-keV-Linie wie $\sim 0,9:1$. In den Singles-Daten beträgt das Intensitätsverhältnis jedoch $\sim 0,6:1$. Ferner ist die Halbwertsbreite der 148-keV-Linie in den Singles-Daten größer als die der benachbarten Linien 133 keV und 155 keV. Diese beiden Fakten sind ein Indiz dafür, daß ein direkter Übergang vom Niveau bei $E_x = 241$ keV in das Isomer stattfindet. Die Intensitätsbilanz für das Niveau $E_x = 93,2$ keV läßt vermuten, daß der isomere Zustand nicht ausschließlich in den Grundzustand zerfällt, sondern daß eventuell eine kleine Verzweigung durch einen stark konvertierten 290-eV-E2-Übergang in das 93,2-keV-Niveau stattfindet.

Der Nachweis eines solchen niederenergetischen Übergangs erscheint sehr interessant, da nur wenige Beispiele dieser Art existieren. Besonders wichtig wäre die Bestimmung der Konversionskoeffizienten und der Unterschalen-Intensitätsverhältnisse, da für solche kleine Übergangsenergien keine gesicherten theoretischen Modelle existieren. Es ist anzunehmen, daß in diesem Energiebereich der Konversionskoeffizient von den Festkörpereigenschaften des Materials abhängig ist, in das die Indiumatome implantiert werden. Diese Eigenschaft erscheint schon als solche interessant für detaillierte Untersuchungen. Eine Bestimmung der Unterschalen-Intensitätsverhältnisse wäre vorstellbar durch die Anwendung eines elektrostatischen, hochauflösenden Elektronenspektrometersystems. Wichtig für die Spektroskopie solcher niederenergetischen Elektronen ist die Herstellung von sehr dünnen Quellen. Der Ionenstrahl des Massenseparators müsste auf einige Elektronenvolt abgebremst werden.

6.4 Induziertes Mischen von Kernzuständen

unterschiedlichen Spins in starken Hyperfeinfeldern

Die experimentellen Ergebnisse erlauben eine grobe Abschätzung, inwieweit eine Spin-Mischung der beiden Niveaus in ^{104}In (Fig.6.3) nachgewiesen werden kann [SZE88]. Dazu

betrachten wir das in Fig. 6.4 dargestellte Schema aus drei Energieniveaus. Niveau 1 und 2 haben einen sehr geringen Energieabstand zueinander und zerfallen beide in Niveau 3. Durch eine kleine Störung mischen die Wellenfunktionen der Zustände 1 und 2. Die resultierende „gestörte“ Wellenfunktion $|1'\rangle$ läßt sich aus den ungestörten Basiswellenfunktionen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ ausdrücken:

$$\begin{aligned} |1'\rangle &= \alpha |1\rangle + \beta |2\rangle \\ \text{mit } |\alpha|^2 + |\beta|^2 &= 1 \end{aligned} \quad (6.1)$$

α und β sind die Mischungsamplituden. Im Falle einer sehr kleinen Störung ist $\alpha \cong 1$ und $\beta \ll 1$.

Durch eine solche Störung ändert sich die Übergangswahrscheinlichkeit P_1 von Niveau 1 zum Niveau 3 und damit die Halbwertszeit von Zustand 1

$$P_1' = |\alpha|^2 P_1 + |\beta|^2 P_2. \quad (6.2)$$

Ist die Halbwertszeit T_2 des Niveaus 2 wesentlich kürzer als $T_1 \sim 1/P_1$ verkürzt sich die Halbwertszeit des Niveaus 1 durch eine kleine Beimischung von Zustand 2. Die Mischungsamplitude kann durch die Störungstheorie 1. Ordnung berechnet werden:

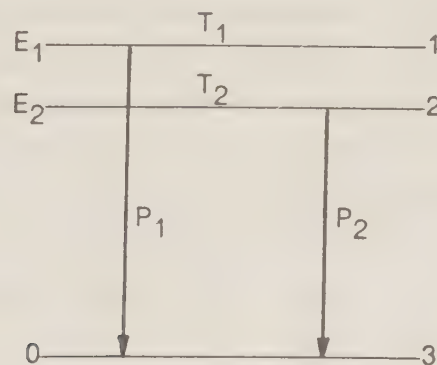


Fig. 6.4

Niveauschema für die Diskussion der induzierten Mischung benachbarter Zustände 1 und 2 mit unterschiedlichem Spin in einem äußeren Feld. Die Symbole E_i , T_i , und P_i stehen für Niveauenergien, Halbwertszeiten, und Übergangswahrscheinlichkeiten.

$$\beta = \langle 2|\hat{H}'|1\rangle / \Delta E \quad (6.3)$$

mit $\hat{H}'$ als Hamilton Operator der Störung.

Aus den obigen experimentellen Ergebnissen folgt, daß die Spindifferenz zwischen beiden Niveaus $\Delta I=2$ ist. Folglich kann nur ein elektrisches Gradientenfeld $(\delta E/\delta z)_O$ am Kernort eine Störung hervorrufen. Der Hamilton Operator hat dann folgende Form:

$$\hat{H}_{el}' = -1/4 e \cdot \hat{Q} \cdot (\delta E/\delta z)_O \quad (6.4)$$

$\hat{Q}$ ist der Operator des elektrischen Quadrupolmoments und e die Elementarladung.

Für unsere Abschätzung wählen wir einen Feldgradienten von der Stärke, wie sie ein Elektron in der $2p_{3/2}$ -Schale erzeugt, dem ersten atomaren Orbital mit nicht kugelsymmetrischer Ladungsverteilung. Sind die tiefliegenden Hüllenorbitale bis einschließlich eines Elektrons in der $2p_{3/2}$ -Schale gefüllt, erhält man ein stickstoffartiges 42^+ -Ion. Nach den Formeln von Kopfermann [KOP58] berechnet sich der Feldgradient zu $\sim 2 \cdot 10^{25} \text{ V/m}^2$. Dabei ist eine mögliche Abschirmung durch Elektronen der inneren Schalen vernachlässigt.

Zur Berechnung der Mischungsamplitude β wird weiterhin das reduzierte Matrixelement $\langle 5^+ || \hat{Q} || 3^+ \rangle$ benötigt. Ein E2-Übergang zwischen den benachbarten Niveaus wurde nicht beobachtet, jedoch sprechen einige indirekte Argumente für einen möglichen hochkonvertierten Übergang (vergl. Kap. 6.3). Als grobe Näherung kann man die Weisskopfabschätzung von 0,14 b oder das gemessene Grundzustands-Quadrupolmoment von 0,7 b [EBE87A] verwenden. Mit dem gemessenen Energieniveau-Abstand von $\Delta E = 290 \text{ eV}$ ergibt sich die Mischungsamplitude β zu

$$\beta = 1,2 \cdot 10^{-6} \quad \text{bei } Q = 0,7 \text{ b} \quad \text{oder} \quad \beta = 2,4 \cdot 10^{-7} \quad \text{bei } Q = 0,14 \text{ b} \quad (6.5)$$

Das reduzierte Matrixelement $\langle 5^+ || \hat{Q} || 3^+ \rangle$ ist ein kritischer Punkt in dieser Abschätzung. Für eine theoretische Berechnung ist die genaue Kenntnis der Wellenfunktionen der benachbarten Zustände notwendig. Dies setzt eine detaillierte Analyse der Kernstruktur von ^{104}In voraus. Eine qualitative Diskussion der Zustände bei niedriger Anregungsenergie wird in Kapitel 7.3 vorgenommen. Quantitative Berechnungen des reduzierten Matrixelements werden z. Zt. von Kalinowski durchgeführt.

Durch die Mischung beider Niveaus ändert sich die Halbwertszeit des Isomers nach Gl.(6.2) zu

$$1/T_1' = |\alpha|^2 1/T_1 + |\beta|^2 1/T_2$$

$$\rightarrow T_1' = 7 \text{ s} \quad \text{bei } Q = 0,7 \text{ b} \quad \text{oder} \quad T_1' = 17 \text{ s} \quad \text{bei } Q = 0,14 \text{ b}$$

Dabei wurde für die Halbwertszeit T_2 des kurzlebigen Zustands 2 die Weisskopfabschätzung ($1,7 \cdot 10^{-11}$ s) und für die Halbwertszeit des Isomers 17,7 s (Zustand 1) verwendet. Letztere ergibt sich, wenn man berücksichtigt, daß in hochionisierten Atomen die Halbwertszeit durch die Änderung des totalen Konversionskoeffizienten zunimmt. Bei der Berechnung wurde eine Betaverzweigung des Isomers von 20 % [HUY88] angenommen. Ein Anwachsen der Halbwertszeit aufgrund einer Änderung der Wahrscheinlichkeit für Elektroneneinfang (EC) wurde vernachlässigt.

Diese semiklassische Abschätzung stellt nur eine grobe Näherung dar. Für ein freies System muß man insbesondere die Erhaltung des totalen Drehimpulses $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$, also der Summe aus Kern- und Hüllendrehimpuls berücksichtigen. Daraus folgt, daß nur bei $F = 9/2$ und $7/2$ die Niveaus mischen können, wogegen beim Gesamtspin $F = 3/2$ und $5/2$ des Systems aus Isomer und Hülle keine Mischung stattfindet. Dies führt zu einer Überlagerung von zwei verschiedenen Halbwertszeiten und der ursprünglichen Halbwertszeit.

Eine Erzeugung und Speicherung von hochgeladenen $^{104\text{m}}\text{In}$ -Ionen kann im Prinzip in der neuen im Bau befindlichen SIS/ESR Anlage in Verbindung mit dem geplanten Fragmentseparator [ARM87] durchgeführt werden. Ein möglicher Nachweis der Spinmischung müßte durch eine Halbwertszeitmessung von gespeicherten 42^+ -Ionen erfolgen. Zwar erscheint die Produktion von vollständig ionisierten $^{104\text{m}}_{49}\text{In}^{49+}$ -Ionen im Prinzip möglich, die Erzeugung und Speicherung des Ladungszustands 42^+ für $^{104\text{m}}\text{In}$ ist jedoch z. Zt. noch eine offene Frage.

7.0 Kernstrukturbetrachtungen in der Nähe von ^{100}Sn

Zur Vorbereitung einer Kernstrukturdiskussion der doppelt ungeraden Indium- und Silberisotope wollen wir zunächst einmal die Valenznukleonen betrachten, die die Eigenschaften der Kerne um ^{100}Sn beeinflussen. Dazu befassen wir uns zunächst mit den Kernen ungerader Massenzahl.

7.1 Protonenorbitale

Die Indiumisotope ($Z=49$) mit einer geraden Neutronenzahl bestehen aus dem $Z=50$ Core mit einem Valenzprotonenloch. Die Kerneigenschaften sollten daher leicht aus dem Schalenmodell (Fig 1.3) erklärbar sein: Für die Grundzustandseigenschaften sollte das $\pi g_{9/2}$ -Loch verantwortlich sein. Die $p_{1/2}$ - und $p_{3/2}$ -Einteilchenniveaus sollten bei höherer Anregungsenergie erscheinen. Fig. 7.1 zeigt die gemessenen Energieniveaus mit $I^\pi=9/2^+$, $1/2^-$ und $3/2^-$. Die Daten wurden aus [LED78] und einige Spinzuzuordnungen aus [EBE87A] entnommen. Die Grundzustände aller ug-Indiumisotope zwischen $N=56$ und 74 haben $I^\pi=9/2^+$. Die Anregungsenergie des $1/2^-$ -Niveaus beträgt zwischen $N=56$ und 60 ca. $0,7$ MeV, fällt dann mit wachsender Neutronenzahl auf Werte von $0,3$ MeV bei $N=70-74$. Wegen der großen Spindifferenz zum $9/2^+$ -Grundzustand sind die $1/2^-$ -Niveaus Isomere. Das $3/2^-$ -Niveau liegt jeweils einige hundert keV oberhalb des $1/2^-$ Zustandes. Das $\pi g_{9/2}$ -Loch dominiert daher als Valenzproton in der Kernstruktur der uu-Indiumisotope bei niedriger Anregungsenergie.

Für die $Z=47$ Silberisotope mit gerader Neutronenzahl ist die Situation komplizierter. Fig. 7.2 zeigt eine Systematik der tiefliegenden Energieniveaus mit $I^\pi=9/2^+$, $7/2^+$ und $1/2^-$ [KAR80, VAN83, LED78]. Die beobachteten $9/2^+$ - und $1/2^-$ -Zustände können wohl ähnlich wie bei den Indiumisotopen als Einlochkonfigurationen ($\pi g_{9/2}^{-1}$ und $\pi p_{1/2}^{-1}$) interpretiert werden. Im Gegensatz zu den Indiumkernen ist der $1/2^-$ -Zustand deutlich abgesenkt. Für $N \geq 58$ (^{105}Ag) wird dieser Zustand mit negativer Parität zum Grundzustand. Für $N < 58$ steigt die Anregungsenergie mit fallender Neutronenzahl stetig an und erreicht bei $N=52$ (^{99}Ag) eine Anregungsenergie $E_x=0,5$ MeV (vergleiche Kap.5.6).

Der tiefliegende $I^\pi=7/2^+$ -Zustand kann nicht aus dem extremen Einteilchenschalenmodell erklärt werden. In ^{103}Ag wird dieser Zustand sogar zum Grundzustand. Interpretiert wird er als ein Protonenlochcluster mit Seniorität $\nu_p=3$ mit der Konfiguration $(\pi g_{9/2}^{-3})7/2^+$ als Hauptkomponente.

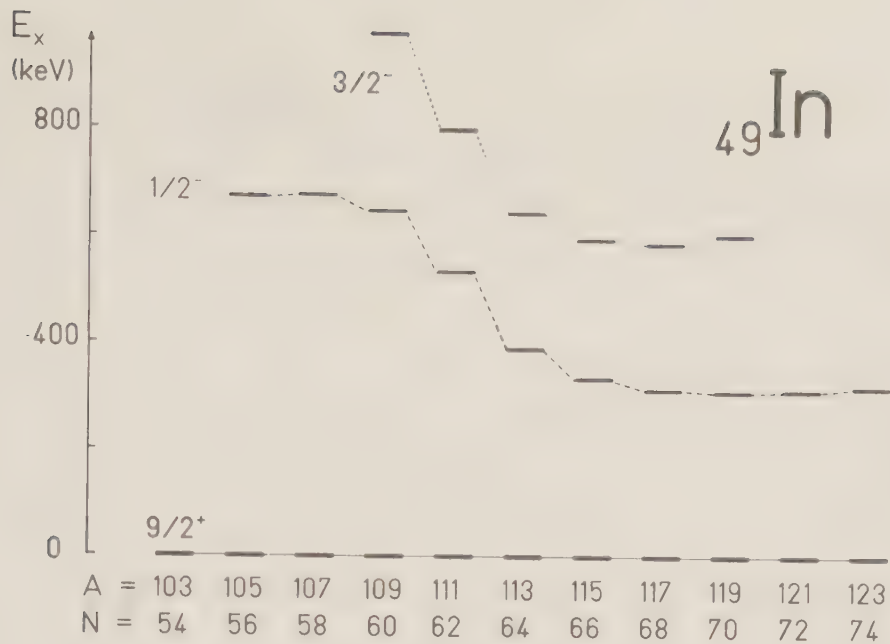


Fig. 7.1 Systematik der Energieniveaus mit $I^\pi=9/2^+$, $1/2^-$ und $3/2^-$ in ug-Indiumisotopen. Für die Grundzustandseigenschaften aller ungeraden Indiumisotope ist das $g_{9/2}$ -Orbital verantwortlich, die $p_{1/2^-}$ und $p_{3/2^-}$ -Niveaus erscheinen bei höherer Anregungsenergie.

Durch ein sogenanntes Cluster-Vibrationsmodell [PAA73] können die Zustände positiver und negativer Parität der neutronenarmen ug-Silberisotope bis zu einer Anregungsenergie von ca. 1,5 MeV recht gut beschrieben werden. Die Valenzprotonenlöcher in der $g_{9/2^-}$, $p_{1/2^-}$ und $p_{3/2^-}$ -Schale bilden ein Cluster, das an Phononanregungen des Zinncores ankoppelt. Für weitere Diskussionen siehe Ref. [KAR80, VAN83]. Die große Spindifferenz des $1/2^-$ -Zustands zu den $7/2^+$ - bzw. $9/2^+$ -Niveaus führt zur Ausbildung von Isomeren.

7.2 Neutronenorbitale

Oberhalb $N=50$ erwartet man vom Schalenmodell her die Neutronen-Einteilchenkonfigurationen $d_{5/2}$, $g_{7/2}$, $s_{1/2}$, $h_{11/2}$ und $d_{3/2}$. Für die ungeraden neutronenarmen Zinnisotope gibt es leider nur sehr wenige experimentelle Daten. Im $^{111}\text{Sn}_{61}$ ist der Grundzustand $7/2^+$, ein $5/2^+$ - und ein $1/2^+$ -Zustand liegen bei $E_x=0,15$ bzw. $0,25$ MeV Anregungsenergie [LED78]. Für $^{109}\text{Sn}_{59}$ konnte kürzlich in einem Experiment mit kollinearer Laserspektroskopie an der GSI der Grundzustandsspin zu $I=5/2$ gemessen werden [EBE87], entsprechend der $vd_{5/2}$ -Einteilchenkonfiguration. Dieser Wechsel im Grundzustandsspin

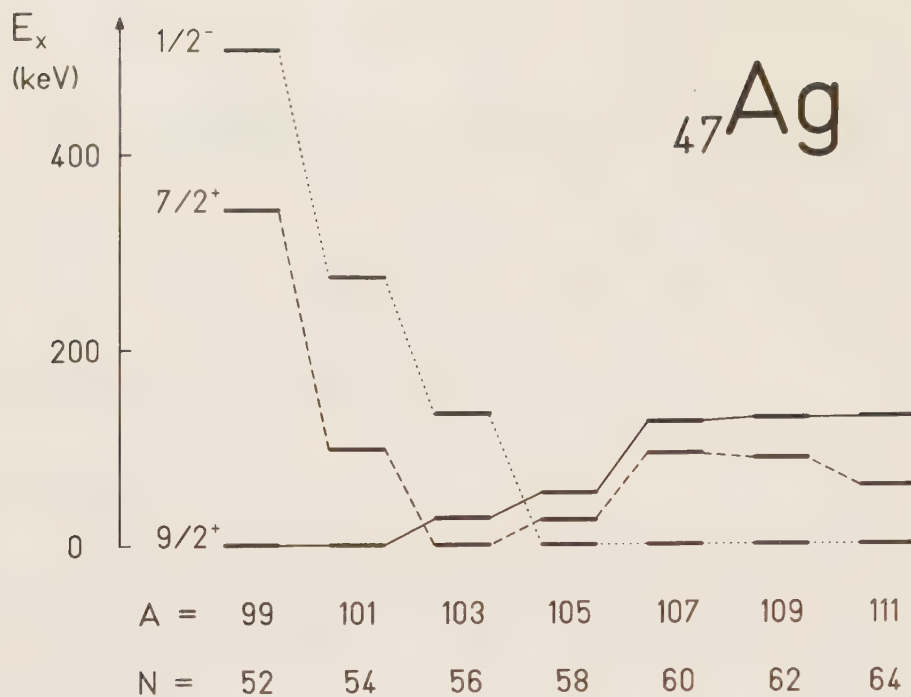


Fig. 7.2 Systematik der Energieniveaus mit $I^\pi = 9/2^+$, $7/2^+$ und $1/2^-$ in ungeraden Silberisotopen. Die $9/2^+$ - und $1/2^-$ -Niveaus werden als Einteilchenorbitale, das $7/2^+$ -Niveaus als Dreiprotonencluster interpretiert.

von $N=61 \rightarrow 59$ deutet darauf hin, daß die $vd_{5/2}$ -Konfiguration die Grundzustandseigenschaften der ungeraden Zinnisotope $^{101-109}\text{Sn}$ bestimmt. Der $7/2^+$ -Zustand und erst recht die anderen $1/2^-$, $11/2^-$ und $3/2^+$ -Zustände sollten mit fallender Neutronenzahl bei immer höherer Anregungsenergie erscheinen.

In den ungeraden Cadmiumisotopen ist der Grundzustandsspin für $57 \leq N \leq 61$ ebenfalls $5/2^+$. Für $N=53$ und 55 gilt aus gammaspektroskopischen Daten diese Zuordnung ebenfalls als sehr wahrscheinlich. Aus diesen Daten kann geschlossen werden, daß im Einteilchendiagramm um ^{100}Sn der $vd_{5/2}$ - unterhalb des $vg_{7/2}$ -Zustands liegt.

7.3 Multiplettstruktur von uu-Kernen nahe ^{100}Sn

Die Betrachtung der Valenznukleonen in den vorangegangenen Abschnitten deutet darauf hin, daß eine Untersuchung der Kernstruktur der doppelt ungeraden Indiumisotope einfacher als bei Silberisotopen ist, da bei letzteren tiefliegende Zustände mit Seniorität $\nu_p=3$ erwartet werden. In den neutronenarmen uu-Indiumkernen sollten die tiefliegenden Zustände durch Kopplung eines Proton- $g_{9/2}$ -Loches mit einem $d_{5/2}$ -Neutron entstehen. Die resultierenden Spins würden in diesem Fall zwischen $I^\pi = 2^+$ und 7^+ lie-

gen. Eine Kopplung von $\pi g_{9/2}^{-1}$ und $\nu g_{7/2}$ läßt einen Spin zwischen $I^\pi = 1^+$ und 8^+ zu. Die Energien der Mitglieder dieser Multipletts sind wegen der Proton-Neutron-Wechselwirkung bzw. der Teilchen-Core-Kopplung entartet. Stone und Walters [STO85] haben die Energieniveaus der Mitglieder der obengenannten beiden Multipletts für ^{100}In berechnet (Fig. 7.3). Dazu wurde eine Pandya-Transformation [PAN56] auf den Loch-Teilchenkern ^{100}In durchgeführt, ausgehend von den bekannten Zuständen des Kerns $^{92}_{41}\text{Nb}_{51}$ mit je einem Valenzproton und -neutron und dem $^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$ Core. Die Energieniveaus der Multiplettmitglieder zeigen ungefähr eine $I \cdot (I + 1)$ Abhängigkeit und liegen auf einer sogenannten Paar-Parabel [PAA79]. Die Parabeln sind für ^{100}In nach oben geöffnet, was auf die repulsive Teilchen-Loch-Wechselwirkung zurückzuführen ist. Die Wellenfunktionen zeigen im Zustand mit maximaler Ausrichtung bzw. Anti-Parallelität, also für $I = j_\pi \pm j_\nu$, den größten Überlapp. Demgegenüber ergeben im Teilchen-Teilchenkern $^{92}_{41}\text{Nb}_{51}$ die Kopplungen mit maximalem Überlapp der Protonen- und Neutronenwellenfunktion aufgrund der stark attraktiven π - ν -Restwechselwirkung die kleinste Energie. Die Parabel ist somit noch unten geöffnet. Die Pandya-Transformation beschreibt also die Energieniveaus von Teilchen-Lochkernen aus den entsprechenden Teilchen-Teilchenkernen und umgekehrt, sagt jedoch nichts über die Aufspaltung der Multipletts bei Änderung der Teilchen- bzw. Lochzahl aus. Eine Beschreibung der Multiplettaufspaltung in Abhängigkeit der Teilchen- bzw. Lochzahl kann jedoch durch die Paar-Formel [PAA79] gegeben werden: Ein wichtiges Merkmal dieser Theorie ist die Abhängigkeit der Größe der Multiplettaufspaltung von $(u_\pi^2 - v_\pi^2) \cdot (u_\nu^2 - v_\nu^2)$, wobei (v_π^2, v_ν^2) die Wahrscheinlichkeit für die Besetzung mit Protonen (π) und Neutronen (ν) in der betreffenden Schale und u_π^2 und u_ν^2 die entsprechende Wahrscheinlichkeit für Nichtbesetzung ist. Aus der obengenannten Abhängigkeit folgt sofort, daß in der Nähe des Schalenabschlusses die Aufspaltung am größten ist und zur Mitte der Schale hin abnimmt. Genau in der Mitte der Schale sollte eine Entartung der Energieniveaus auftreten. Wir wollen im folgenden diese Regeln benutzen, um eine qualitative Multiplettstrukturdiskussion von uu-Kernen in der ^{100}Sn -Gegend durchzuführen. Zunächst wollen wir uns auf die Indiumisotope mit ungerader Massenzahl beschränken.

In $^{108}\text{In}_{59}$ finden wir zwei Isomere, von denen eines den Grundzustand darstellt und deren Energiedifferenz unbekannt ist. In laserspektroskopischen Untersuchungen konnte diesen beiden Isomeren die Spins $I = 2$ und 7 zugeordnet werden [EBE87A, EBE86]. Diese beiden Niveaus bilden mit großer Sicherheit die beiden Multiplettmitglieder der $[\pi g_{9/2}^{-1} \nu d_{5/2}]$ -Konfiguration mit antiparallelem bzw. parallelem Spin [EBE86]. Die Lage dieser beiden Niveaus bei niedriger Anregungsenergie läßt auf eine fast gefüllte $d_{5/2}$ -Schale

schließen. Der Loch-Loch-Charakter sorgt für die anziehende Kraft der Wellenfunktion mit maximalem Überlapp. Die Existenz dieser beiden Isomere weist darauf hin, daß bei $N=59$ die $\nu d_{5/2}$ -Schale noch nicht ganz gefüllt und die $\nu g_{7/2}$ -Schale bereits teilweise besetzt ist.

Im $N=57$ Kern ^{106}In ist ebenso die Existenz eines Isomers bekannt, und zwar ein Niederspinisomer 28,6 keV [FIL84] oberhalb des $I^\pi=7^+$ Grundzustands [EBE87]. Analog zu ^{108}In nehmen wir hier ebenfalls an, daß es sich bei diesen beiden Zuständen um die $[\pi g_{9/2}^{-1} \nu d_{5/2}]$ -Multipllettmitglieder mit maximalem und minimalem Spin handelt [BAR88B].

Gegenüber ^{106}In scheint sich im $N=55$ Kern ^{104}In eine Änderung in der Multipllettstruktur zu ergeben. Ein wichtiges Indiz ist die Existenz des M3-Isomers, das eine Spindifferenz dieser Zustände mit $\Delta I=3$ festlegt. Daher kann es sich bei diesen Niveaus nicht um die Multipllettmitglieder mit maximalem und minimalem Spin handeln. Aus den vorliegenden kernspektroskopischen Daten kann man dem Grundzustand bzw. dem Isomer einen Spin von $I^\pi=6^+$ bzw. 3^+ vorläufig zuordnen (vergl. Kapitel 6 und [BAR88B]). In Fig. 7.4 sind die von uns im Betazerfall von ^{104}Sn beobachteten Energieniveaus in ^{104}In in einer analogen Darstellung zu Fig. 7.3 gegeben. Die vier beobachteten 1^+ -Niveaus werden hierfür zu einem Niveau mit einem zur GT-Betastärke proportionalen Mittelwert zusammengefaßt. Diese mittlere Anregungsenergie $\langle E_{1^+} \rangle$ ergibt sich daher zu

$$\langle E_{1^+} \rangle = \sum_i E_i (1/ft)_i / \sum_i (1/ft)_i \quad (7.1)$$

Für ^{104}In beträgt diese Energie $\langle E_{1^+} \rangle = 1381$ keV. Dieses 1^+ -Niveau mit der $[\pi g_{9/2}^{-1} \nu g_{7/2}]$ -Konfiguration bildet den Ausgangspunkt für unsere Betrachtungen. Ein Vergleich mit Fig. 7.3 läßt vermuten, daß das 2^+ -Niveau bei $E_x=738$ keV und das 3^+ -Niveau bei $E_x=396$ keV weitere Mitglieder dieses Multipletts darstellen. Der 154,7-keV-Übergang aus letzterem Niveau in den 4^+ -Zustand bei $E_x=242$ keV zeigt eine Mischung aus M1- und E2-Strahlungscharakter. Dies ist ein starker Hinweis darauf, daß dieser Übergang zwischen verschiedenen Multipletts stattfindet. Aufgrund der guten Übereinstimmung der gemessenen Konversionskoeffizienten der Übergänge mit 132,7, 148,1 und 93,2 keV mit den theoretischen M1- Koeffizienten und wegen der Evidenz für eine Dublettstruktur der 148,1-keV-Linie, interpretieren wir die Energieniveaus 226,1 ($I^\pi=2^+$), 93,5 (3^+), 241,5 (4^+), 93,2 (5^+) und den Grundzustand (6^+) als die Mitglieder des $[\pi g_{9/2}^{-1} \nu d_{5/2}]$ -Multipletts. Dies ist in Übereinstimmung mit laserspektroskopischen Untersuchungen im ^{104}In [EBE87A], in denen der Grundzustand mit der gleichen Konfiguration beschrieben wird.

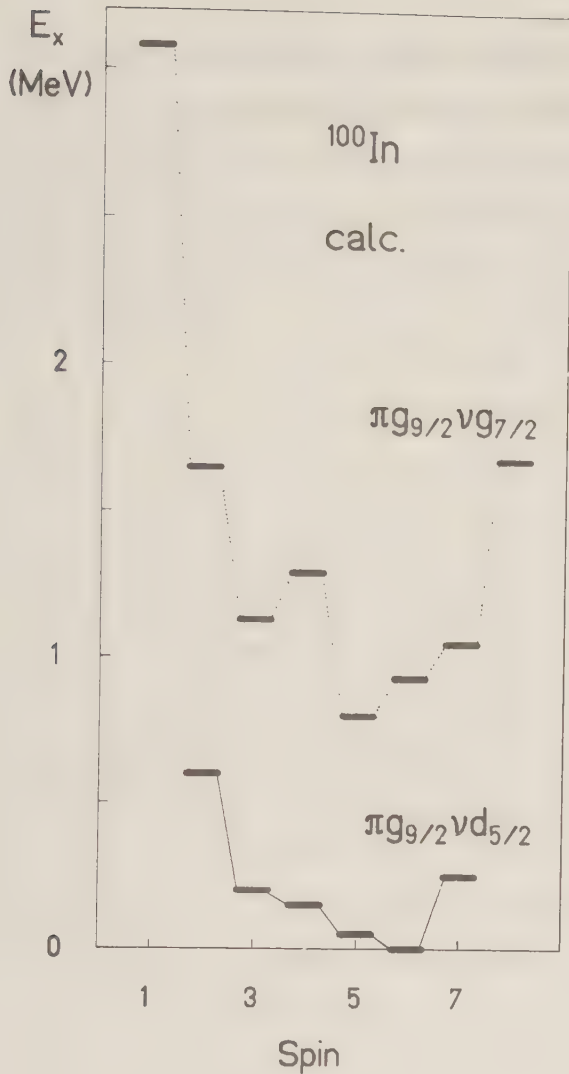


Fig. 7.3

Berechnete Multipllettstruktur der Niveaus des Loch-Teilchenkerns $^{100}_{49}\text{In}_{51}$ aus einer Pandya-Transformation aus dem Teilchen-Teilchenkern $^{92}_{41}\text{Nb}_{51}$ [STO85].

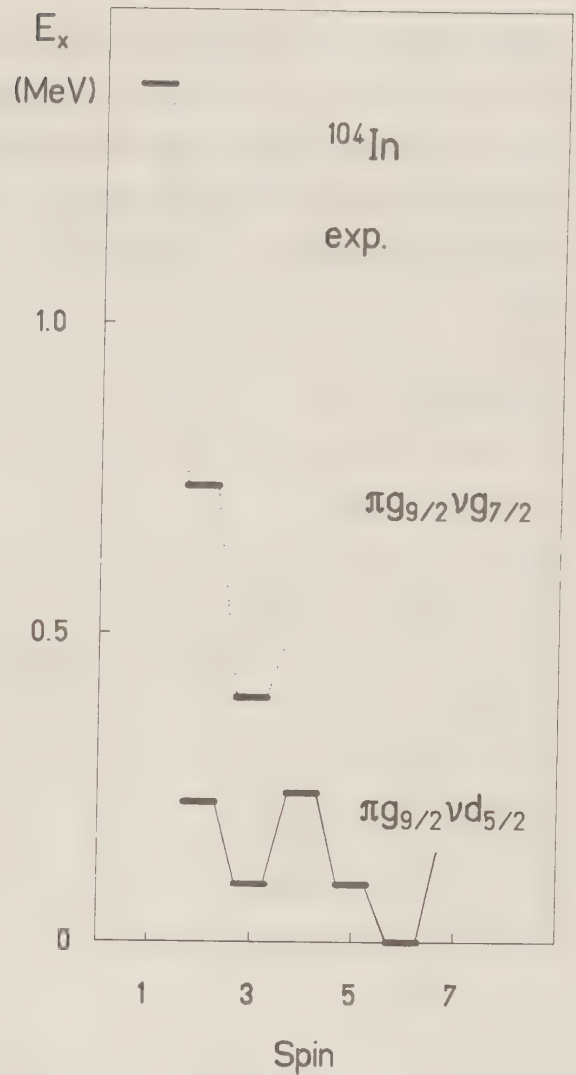


Fig. 7.4

Vorgeschlagene Multipllettstruktur für $^{104}_{49}\text{In}_{55}$. Die Aufspaltung des $[\pi g_{9/2} \nu d_{5/2}]$ -Multipletts läßt auf eine fast halb gefüllte $\nu d_{5/2}$ -Schale schließen, im Gegensatz zu Erwartungen des Einteilchen-Schalenmodells und der Pandya-Transformation.

Im Gegensatz zu $^{106}, ^{108}\text{In}$ liegen die Mitglieder des $[\pi g_{9/2}^{-1} \nu d_{5/2}]$ -Multipletts nicht auf einer nach unten geöffneten Parabel, sondern bei nahezu gleicher Energie auf einer eher nach oben geöffneten Parabel. Dies weist darauf hin, daß die $\nu d_{5/2}$ -Schale annähernd halb

gefüllt ist. Dies ist im Gegensatz zum einfachen Schalenmodell, das fünf Neutronen (bzw. ein Neutronenloch) in dieser Schale erwarten läßt. In den Niob-Isotopen ($Z = 41$) werden diese Erwartungen auch erfüllt: Eine Pandya-Transformation ausgehend von dem bereits oben erwähnten Teilchen-Teilchenkern $^{92}_{41}\text{Nb}_{51}$ reproduziert sehr gut die Energieniveaus des Teilchen-Lochkerns $^{96}_{41}\text{Nb}_{55}$ [COM70]. In den Niob-Isotopen wird also im Gegensatz zu den Indiumisotopen zuerst das $\nu d_{5/2}$ -Orbital ganz gefüllt, bevor die $\nu g_{7/2}$ -Schale besetzt wird. Der bekannte Unterschalenabschluß bei $N = 56$ für $Z \cong 40$ scheint also bei $Z \cong 50$ zu verschwinden.

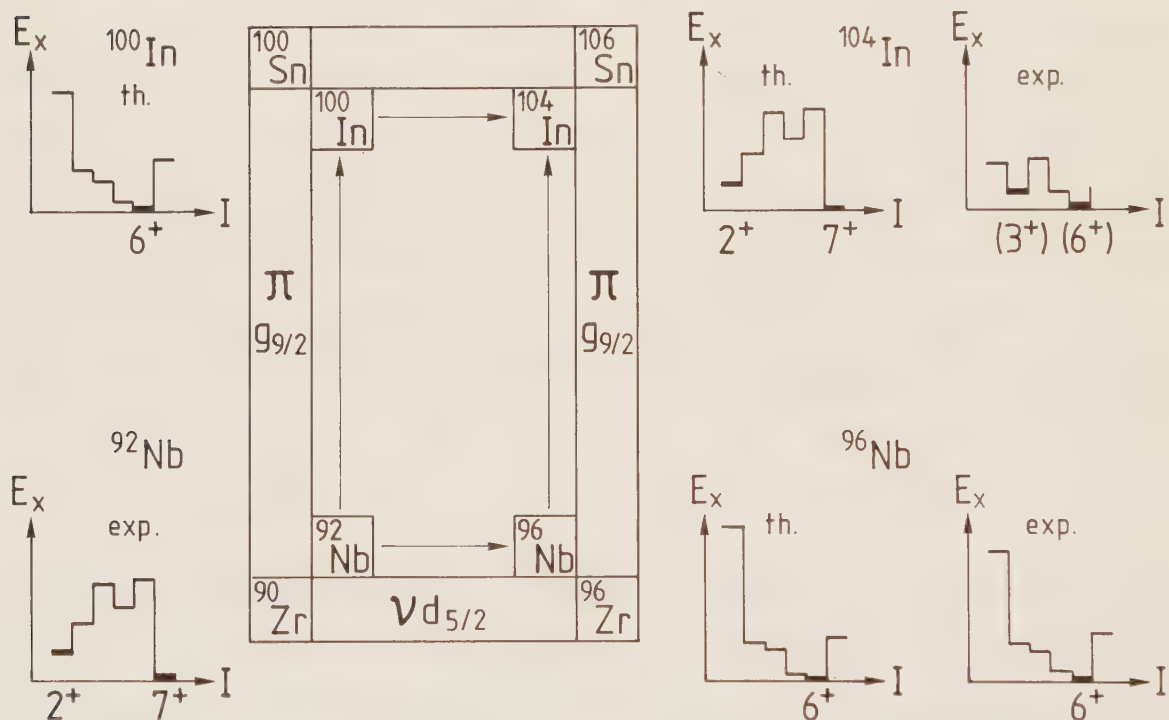


Fig. 7.5 $[\pi g_{9/2} \nu d_{5/2}]$ -Multiplettstruktur der Kerne $^{92}, ^{96}\text{Nb}$ und $^{100}, ^{104}\text{In}$. Die theoretischen Vorhersagen aus einer Pandya-Transformation werden verglichen mit den experimentellen Resultaten für ^{96}Nb und ^{104}In . Die Diskrepanz im Fall von ^{104}In läßt auf ein Verschwinden des $N = 56$ Unterschalenabschlusses um $Z \sim 50$ schließen.

Eine solche Änderung der Kernstruktur weist darauf hin, daß die Einteilchenenergien der $\nu d_{5/2}$ - und $\nu g_{7/2}$ -Zustände bei $Z \sim 50$ relativ nahe zusammen liegen, während bei $Z \sim 40$ beide Orbitale wohl getrennt sind. Eine starke Paarungswechselwirkung bewirkt um $Z \sim 50$ eine simultane Besetzung der $\nu d_{5/2}$ - und $\nu g_{7/2}$ -Schale. Fig. 7.5 faßt die Ergebnisse der $\pi g_{9/2} \nu d_{5/2}$ -Multipletttaufspaltung der Kerne $^{92,96}\text{Nb}$ und $^{100,104}\text{In}$ noch einmal zusammen [BAR88C].

Es muß jedoch noch einmal darauf hingewiesen werden, daß die Spin- und Paritätszuordnung der Niveaus in ^{104}In z. Zt. nicht eindeutig festgelegt werden kann. Eine Messung der Spins und der Kernmomente des Grundzustands und des Isomers, z. B. durch Laserspektroskopische Methoden, wären außerordentlich wünschenswert. Dies gilt ebenso für das Isomer in ^{106}In . Eine Bestimmung des Spins zu $I=2$ würde die hier geführte Argumentation stark unterstützen. Messungen des Grundzustandsspins der $^{105, 107}\text{Sn}$ -Isotope würden ebenfalls zum Verständnis der Kernstruktur beitragen. Auch eine kernspektroskopische Untersuchung der Niveaus in den neutronenarmen Zinnisotopen mit ungerader Massenzahl wäre sehr wichtig. Von besonderem Interesse ist dabei die Identifikation der Einteilchenniveaus $d_{5/2}$, $g_{7/2}$, $s_{1/2}$, $h_{11/2}$ und $d_{3/2}$. Es sollte geklärt werden, ob tiefliegende kollektive Anregungen bzw. Zustände mit Seniorität $\nu_n=3$ existieren. Dies hätte natürlich auch Auswirkungen auf die Interpretation der Kernstruktur in ^{104}In .

Eine Analyse der Multiplettstruktur der doppelt ungeraden Silberisotope erscheint schwieriger. In den gu -Silberisotopen erscheinen, wie bereits erwähnt, zusätzlich zu den $9/2^+$ - auch tiefliegende $1/2^-$ -Einteilchenniveaus und $7/2^+$ -Zustände mit Seniorität $\nu_p=3$ (Fig. 7.2). Die Kopplung mit den Valenzneutronen führt dann zu einer großen Zahl von Konfigurationsmöglichkeiten in den uu -Kernen. Zustände mit negativer Parität wurden im Betazerfall von ^{102}Cd nicht und von ^{100}Cd erst bei einer Anregungsenergie von $E_x = 1040$ keV gefunden, so daß der $p_{1/2}$ -Einteilchenzustand in diesen Betrachtungen keine große Rolle spielt. Wichtiger sind wohl Kopplungen, an denen die Dreiprotonencluster beteiligt sind: Dem 5^+ -Grundzustand von ^{102}Ag wurde aufgrund von Kernorientierungsmessungen [VAN83] die Konfiguration $[\pi(g_{9/2})^3 \nu d_{5/2}] 5^+$ als Hauptkomponente zugeordnet. Bei ^{100}Ag sollte wegen der Nähe zum Schalenabschluß der Einfluß dieser Zustände mit $\nu_p=3$ abnehmen (vergleiche Fig. 7.2). Eine Analyse der Grundzustandskonfiguration durch Laserspektroskopie bzw. Kernorientierungsmethoden wäre wünschenswert.

Eine alternative Beschreibung der Eigenschaften der Grundzustände bzw. der Isomere der uu-Silberisotope kann durch das Nilsson-Modell vorgenommen werden: Die in den Isotopen $^{100, 102, 104}\text{Ag}$ beobachteten Spins 5^+ bzw. 2^+ sind in Übereinstimmung mit Erwartungen dieses Modells bei kleinen Deformationen ($\beta \sim 0,1$).

7.4 Aufspaltung der 1^+ -Zustände

Wie bereits im einführenden Kapitel erwähnt, sagt das extreme Einteilchen-Schalenmodell (ESPSM) den GT-Betazerfall von gg-Kernen um ^{100}Sn nur in ein einziges Niveau mit einer Konfiguration $[\pi g_{9/2}^{-1} \nu g_{7/2}] 1^+$ vorher. Das Aufspalten der GT-Stärke in mehrere $0^+ \rightarrow 1^+$ Übergänge ist eine auffallende Kerneigenschaft um ^{100}Sn . Eine solche Aufspaltung existiert, wie wir später sehen werden, nicht (oder nur schwach) in der ^{146}Gd -Gegend. Beispiele für diese 1^+ -Aufspaltung sind in Fig. 7.6 dargestellt. Aufgetragen sind die vereinfachten Zerfallsschemata mit den gespeisten 1^+ -Niveaus und deren relative GT-Stärke für die Zerfälle von ^{96}Pd , ^{100}Cd und ^{104}Sn mit jeweils 4 Nukleonen außerhalb des ^{100}Sn -Cores. Während in ^{96}Rh und ^{104}In nur vier 1^+ -Niveaus beobachtet wurden, zeigt ^{100}Ag sieben 1^+ -Zustände. Dies könnte zurückgeführt werden auf die erheblich bessere Qualität der Daten des ^{100}Cd -Zerfalls mit einer ca. einer Größenordnung niedrigeren Empfindlichkeitsgrenze gegenüber den beiden anderen Kernen. Der Grund hierfür ist die hohe Zählrate im ^{100}Cd -Experiment ($\sim 3 \cdot 10^4$ Atoms/s) gegenüber $4 \cdot 10^3$ Atoms/s für ^{96}Pd [RYK85] und 10^3 bzw. 200 Atom/s im ^{104}Sn -Experiment. Die beiden Angaben für ^{104}Sn beziehen sich auf einen nicht selektiven bzw. einen chemisch selektiven Mode der Ionenquelle des On-Line-Massenseparators der GSI [BAR88B]. Für die gute Qualität der Daten des ^{100}Cd -Zerfalls trug ebenso die außerordentliche chemische Reinheit der ^{100}Cd -Quellen bei.

A priori ist es jedoch unklar, wieso so viele 1^+ -Niveaus – sieben mit einer Anregungsenergie zwischen 900 und 2000 keV in ^{100}Ag – existieren können. Aus dem extremen Einteilchenschalenmodell lassen sich wohl kaum mehrere 1^+ -Zustände mit einer Anregungsenergie unter 2 MeV konstruieren. Ein geeignetes Kernmodell müßte sowohl die große Anzahl der 1^+ -Niveaus zwischen ca. 1 und 2 MeV erklären, als auch die Amplitude der $[\pi g_{9/2}^{-1} \nu g_{7/2}] 1^+$ -Konfiguration vorhersagen. Der Grund für die Verteilung der $[\pi g_{9/2}^{-1} \nu g_{7/2}] 1^+$ -Komponente auf mehrere 1^+ -Niveaus des Tochterkerns ist auf die Restwechselwirkung zurückzuführen, die die Konfigurationen des Tochterkerns mischt. Das Quadrat dieser Amplitude sollte direkt proportional der Stärke der GT-Betaspeisung sein. Die

experimentelle Bestimmung der GT-Stärke ist also ein sehr wichtiger Test für Kernmodelle. Zwei theoretische Ansätze sollen hier kurz betrachtet werden:

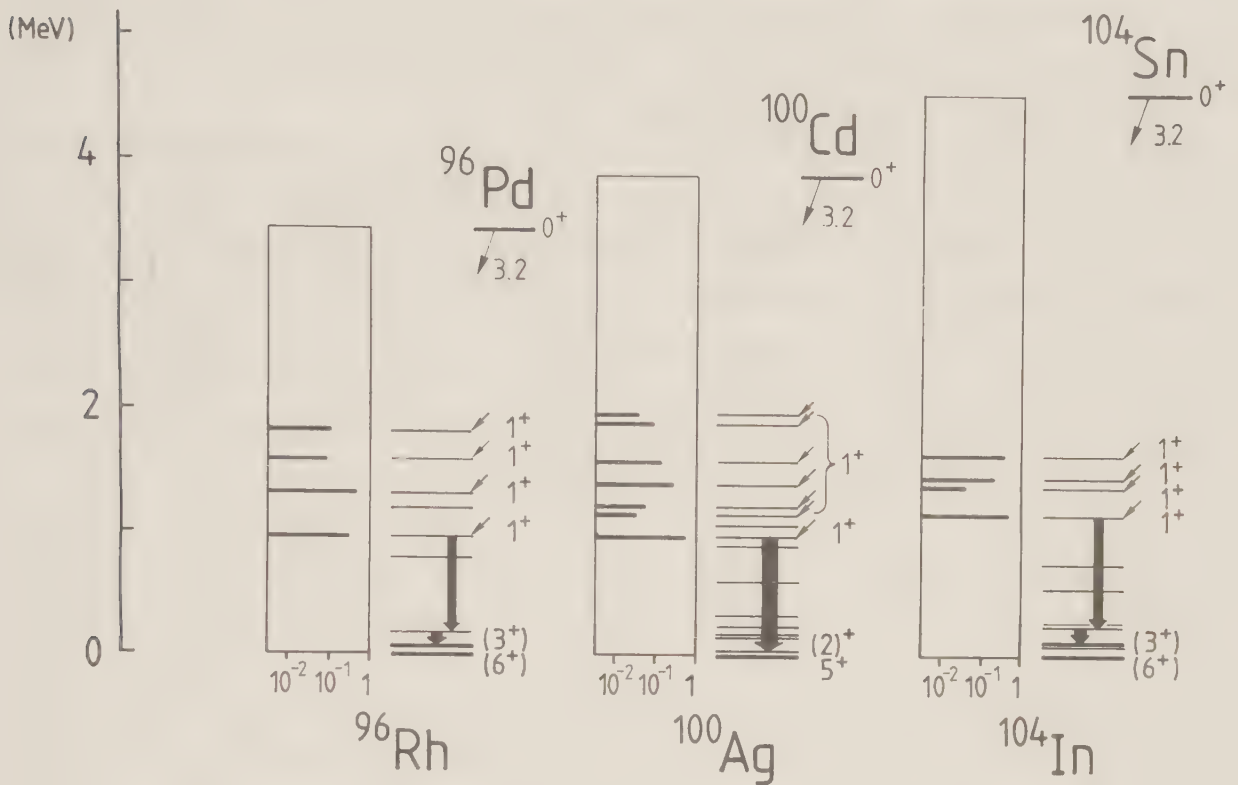


Fig. 7.6 Der GT-Betazerfall von Kernen mit vier Valenznukleonen um ^{100}Sn . Charakteristisches Merkmal für die GT-Übergänge um ^{100}Sn ist die Aufspaltung der 1^+ -Niveaus in den Tochterkernen, obwohl das extreme Einteilchen-Schalenmodell nur die Speisung in ein einziges 1^+ -Niveau vorhersagt. Die relative GT-Stärke ist jeweils links neben den Zerfallsschemata innerhalb der rechtwinkligen Kästen eingezeichnet.

Modell 1

Eine Aufspaltung der 1^+ -Zustände könnte im Prinzip durch eine Kerndeformation erklärt werden. Solche Modellrechnungen sind von Dobaczewski et al. [DOB87] durchgeführt worden. Sie basieren auf einer Berechnung der minimalen potentiellen Energie der Kernniveaus unter Berücksichtigung der Deformation. Die Energie wird berechnet aus der Summe eines makroskopischen Tröpfchenmodell-Terms und einer mikroskopischen Schalenmodellkorrektur, die auf einem Wood-Saxon-Potential beruht. Bezüglich der Restwechselwirkung wird nur die Paarungs-Kraft berücksichtigt. Das Modell gibt gute Übereinstimmungen mit den gemessenen Q_{EC} -Werten der Zerfälle von gg-Kernen in

der ^{100}Sn -Gegend, und erlaubt auch Vorhersagen für die bisher unbekannten Q_{EC} -Werte von $^{100, 102}\text{Sn}$ und ^{98}Cd (Fig. 7.7).

Für die Grundzustände der gg-Kerne wird sphärische Gestalt erhalten. Die Hochspin-Grundzustände der uu-Tochterkerne zeigen eine geringe Deformation ($\beta \sim 0,1$). Die Berechnungen für ^{104}Cd sind in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen von Lasermessungen [DIN88].

Für die 1^+ -Zustände in den Tochterkernen ergibt dieses Modell eine fast sphärische Gestalt. Daher ist es mit diesem Modell kaum möglich, das Aufspalten der 1^+ -Niveaus auf einem Energieintervall von ca. 1 MeV zu erhalten. Für ^{100}Ag z.B. beträgt die berechnete Aufspaltung aufgrund der Deformation ca. 350 keV. Eine Kerndeformation kann daher wohl nicht als Ursache für das Aufspalten der GT-Stärke um ^{100}Sn angesehen werden.

Die nach Formel (7.1) gemittelte Anregungsenergie der 1^+ -Niveaus wird in diesem Modell ungefähr reproduziert. Im ^{100}Ag ist die berechnete mittlere 1^+ -Energie $\langle E_{1^+} \rangle^{\text{th}} = 1045$ keV nicht weit vom experimentellen Wert von $\langle E_{1^+} \rangle^{\text{exp}} = 1211$ keV.

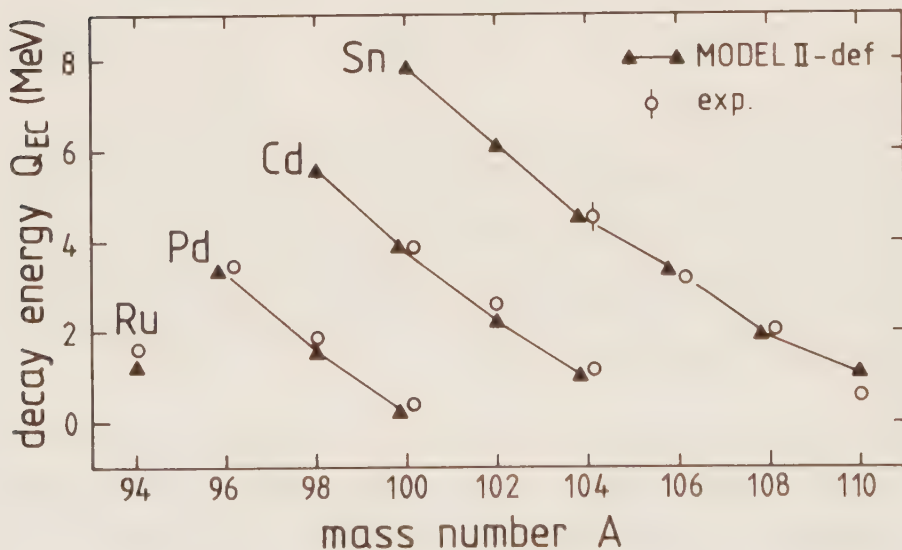


Fig. 7.7

Vergleich der gemessenen (offene Symbole) und berechneten (volle Symbole) Q_{EC} -Werte für die gg-Kerne um ^{100}Sn . Die theoretischen Berechnungen basieren auf einem Modell von Dobaczewski et al. [DOB88].

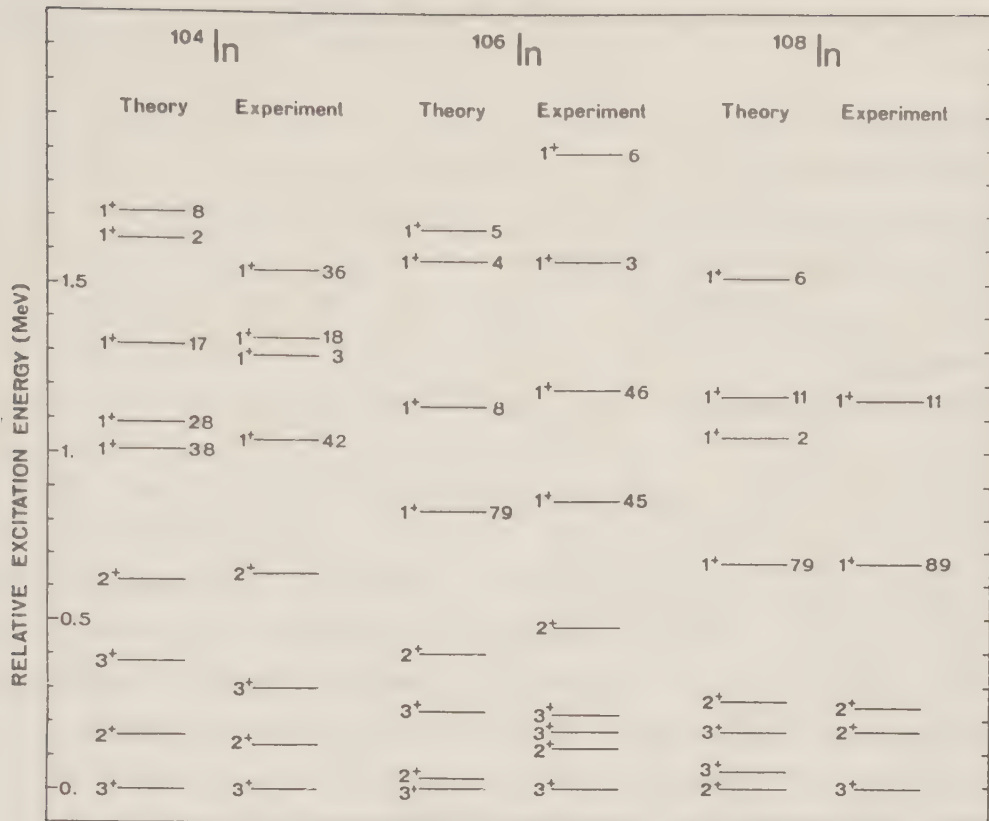


Fig. 7.8

Vergleich der berechneten und experimentellen Energieniveaus von $^{104-108}\text{In}$ nach Kalinowski [KAL88]. Die prozentuale Verteilung der relativen GT-Betastärke in 1^+ -Niveaus ist angedeutet.

Modell 2

Berechnungen bzgl. Aufspaltung und Konfigurationsmischung von 1^+ -Niveaus wurden kürzlich von Kalinowski [KAL88] für die doppelt ungeraden Indiumisotope durchgeführt. Diese Rechnungen basieren auf einem von van Maldeghem et al. [MAL85] entwickeltem Modell, das insbesondere Neutron-Quasiteilchen-Protonenloch-Multipletts berücksichtigt, die an eine Quadrupol-Phononanregung des Cores ankoppeln. Durch diese Kopplung der Teilchen-Loch-Multipletts an die 2^+ -Phononanregung entstehen zusätzliche Niveaus.

Folgende sieben Konfigurationen mit $I^\pi = 1^+$ sind denkbar:

$$\begin{aligned}
 &[(\pi g_{9/2} \nu g_{7/2})_1^+] 1^+ \\
 &[(\pi g_{9/2} \nu g_{7/2})_1^+ \times 2^+] 1^+ \\
 &[(\pi g_{9/2} \nu g_{7/2})_2^+ \times 2^+] 1^+ \\
 &[(\pi g_{9/2} \nu g_{7/2})_3^+ \times 2^+] 1^+ \\
 &[(\pi g_{9/2} \nu d_{5/2})_2^+ \times 2^+] 1^+ \\
 &[(\pi g_{9/2} \nu d_{5/2})_3^+ \times 2^+] 1^+ \\
 &[(\pi g_{9/2} \nu d_{3/2})_3^+ \times 2^+] 1^+
 \end{aligned}$$

Eine wesentlich höhere Anzahl von Kombinationen existiert, wenn man zwei oder mehrere Phononenanregungen zuläßt. In den Rechnungen von Kalinowski wurden insgesamt bis zu drei Quadrupolanregungen berücksichtigt. Die betrachteten Schalen sind $\pi g_{9/2}$, $\nu d_{5/2}$, $\nu g_{7/2}$, $\nu s_{1/2}$, und $\nu d_{3/2}$. Ein wichtiger Zusatz zum Modell von van Maldeghem war die Einführung einer zusätzlichen Restwechselwirkung, der sogenannten Ladungsaustausch-Restwechselwirkung (GT-Typ). Diese bewirkt insbesondere eine Aufspaltung der GT-Betastärke, d.h. die Verteilung der $(\pi g_{9/2}^{-1} \nu g_{7/2}) 1^+$ -Konfiguration in mehrere 1^+ -Zustände. Fig. 7.8 zeigt das Ergebnis dieser Schalenmodellrechnungen für $^{104,106,108}\text{In}$ [KAL88]: Der Bereich der 1^+ -Aufspaltung und die Verteilung der GT-Stärke wird ungefähr reproduziert. Der niedrigste 1^+ -Zustand in ^{104}In hat z. B. folgende berechnete Hauptkomponenten der Wellenfunktion [KAL88]:

$$\begin{aligned}
 &0,62 [(\pi g_{9/2} \nu g_{7/2})_1^+] 1^+ \\
 &- 0,52 [(\pi g_{9/2} \nu d_{5/2})_2^+ \times 2^+] 1^+ \\
 &+ 0,36 [(\pi g_{9/2} \nu d_{5/2})_3^+ \times 2^+] 1^+
 \end{aligned}$$

Die in Fig. 7.8 gezeigten Ergebnisse beinhalten auch Berechnungen der 2^+ - und 3^+ -Zustände. Für ^{104}In ist die Übereinstimmung mit dem Experiment sehr gut. Die Hauptkomponente der Wellenfunktion der 2^+ - und 3^+ -Zustände oberhalb 300 keV ist $[\pi g_{9/2} \nu g_{7/2}]$ mit einer Amplitude $a = 0,80$ (2^+) und $a = 0,69$ (3^+) und unterhalb 300 keV $[\pi g_{9/2} \nu d_{5/2}]$ mit $a = 0,89$ (2^+) und $a = -0,79$ (3^+) [KAL88]. Dies ist in Übereinstimmung mit unserer qualitativen Multiplett Betrachtung in Kapitel 7.3. Weiterführende Berechnungen der Multiplettstruktur der uu-Indium Isotope werden z. Zt. durchgeführt (vergl. auch Kap. 6.4). Eine Ausdehnung dieser Rechnungen auf die uu-Silberisotope ist ebenfalls geplant.

7.5 Vorhersagen für ^{98}Cd

Die guten Übereinstimmungen der Rechnungen aus Modell 1 mit den experimentell bekannten Daten bezüglich Q_{EC} und der mittleren 1^+ -Anregungsenergie legen nahe, auch Vorhersagen für den Zerfall von ^{98}Cd zu treffen. Die Rechnungen ergeben einen Q_{EC} -Wert von 5,5 MeV und eine mittlere 1^+ -Energie von 1,5 MeV [DOB88]. Zusammen mit der gemessenen Halbwertszeit von 8,1 s erhält man $\log ft = 3,3$ und damit eine GT-Stärke von $B(\text{GT}) = 2,0$. Dieser abgeschätzte $\log ft$ -Wert ist in ungefährender Übereinstimmung mit dem $\log ft$ -Wert von 3,2 der benachbarten Kerne ^{96}Pd und ^{100}Cd . Gegenüber dem $Z = 46$ Kern ^{96}Pd würde man für den Zerfall von ^{98}Cd ($Z = 48$) eher einen niedrigeren $\log ft$ -Wert erwarten, da ein zusätzliches $(g_{9/2}^2) 0^+$ -Paar zur Verfügung steht.

Für die tiefliegenden Niveaus im $N = 51$ Kern ^{98}Ag erwartet man im Vergleich zu den neutronenreicheren Silberisotopen bessere Schalenmodelleigenschaften. Der Einfluß der Dreiprotonenlochcluster sollte zurückgehen (vergl. Fig.7.2). Ausgehend von der Berechnung der Multipllettstruktur in ^{100}In [STO85] (Fig.7.3) und den Regeln von Paar [PAA79] erwartet man für ^{98}Ag eine Aufspaltung des $[\pi g_{9/2} \nu d_{5/2}]$ -Multipletts von ca. 0,3 MeV und des $[\pi g_{9/2} \nu g_{7/2}]$ -Multipletts von ca. 1,1 MeV. Ähnlich wie in ^{100}In sollten beide Paar-Parabeln nach oben geöffnet sein. Für den Grundzustand erwartet man einen Spin bzw. eine Parität von $I^\pi = 6^+$ oder 5^+ . Eine Ausbildung eines 2^+ -Zustands zu einem Isomer ist nicht sehr wahrscheinlich.

8.0 Isomerie und Betazerfall von Kernen mit ungerader Massenzahl oberhalb ^{146}Gd

8.1 Einführung

Nach diesen Kernstrukturbetrachtungen um ^{100}Sn wollen wir uns nun den Kernen oberhalb ^{146}Gd zuwenden. In diesem Kapitel werden wir uns in einer überblickartigen Betrachtung auf Kerne mit ungerader Massenzahl beschränken. Eine Beschreibung der $A = 151$ Isobaren soll dabei als eine Art Einführung in die Gegend um ^{146}Gd dienen.

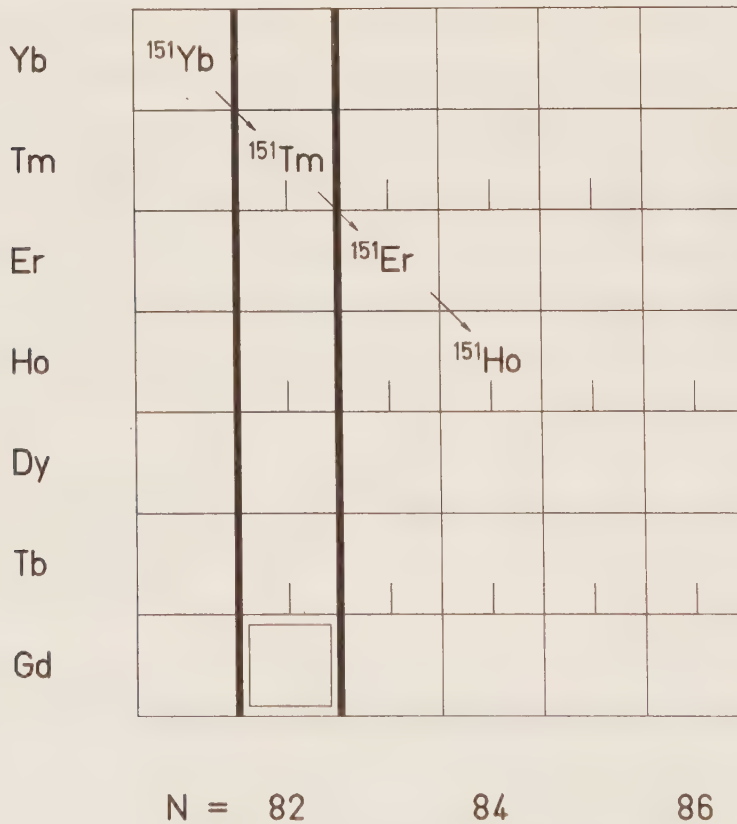


Fig. 8.1

Nuklidkarte oberhalb ^{146}Gd . Die benachbarten $\pi h_{11/2}^-$, $\pi s_{1/2}^-$ und $\pi d_{3/2}^-$ -Protonenorbitale führen zur Ausbildung von Isomeren in Kernen mit ungerader Protonenzahl. Die in diesem Kapitel betrachteten Zerfälle in der Isobarenkette $A = 151$ sind eingezeichnet.

Wie bereits in der Einführung angedeutet, füllen die Protonen oberhalb ^{146}Gd die nahe zusammenliegenden $\pi s_{1/2}$ -, $\pi d_{3/2}$ - und $\pi h_{11/2}$ -Orbitale auf (Fig.1.3). Dies führt in den $N=82$ und 84 ug-Kernen zu einer Ausbildung von Hochspin- ($11/2^-$) und Niederspinisomeren ($1/2^+$ oder $3/2^+$). Die große Spindifferenz von $\Delta I=4$ oder 5 und der geringe Energieniveauabstand erlauben keinen isomeren Übergang. Fig. 8.1 zeigt einen Ausschnitt der Nuklidkarte oberhalb ^{146}Gd . Die beobachteten Einteilchenisomere sind gekennzeichnet.

Zusammen mit den Protonenorbitalen $\pi d_{5/2}$ und $\pi g_{7/2}$ unterhalb der Fermikante, bilden die obengenannten Einteilchenzustände die Niveaus niedrigster Anregungsenergie in den ug-Kernen. Sie liegen deutlich unterhalb der Dreiteilchenanregungen. Die Kenntnis dieser Niveaus (Quasiteilchenenergien) erlaubt Rückschlüsse auf die Lage im Einteilchendiagramm. Eine daraus resultierende Information ist die Größe des Schaleneffekts bei $Z=64$ und damit Aussagen über den doppelt magischen Charakter von ^{146}Gd .

In den gu-Kernen oberhalb $N=82$ füllen die Neutronen zuerst die $\nu f_{7/2}$ -Schale auf, die gut separiert von den darüberliegenden $\nu p_{3/2}$ - und $\nu h_{9/2}$ -Schale liegt. Für die $N=83$ (und $N=85$) Grundzustandseigenschaften ist daher das $\nu f_{7/2}$ -Orbital verantwortlich (vergl. Fig.1.3). In diesen Kernen sind keine Einteilchenisomere zu erwarten, jedoch treten in den $N=83$ Kernen sehr interessante Dreiteilchenisomere bei hoher Anregungsenergie und Spin auf, die in Kapitel 10 ausführlich untersucht werden.

Die typischen Merkmale der $A=151$ Isobarenkette sind in Fig. 8.2 zusammengefaßt. Eine ähnliche Systematik läßt sich auch für die $A=149$ [SCH87], $A=147$ und $A=153$ Kerne oberhalb $Z=64$ aufstellen. Den dominierenden Einfluß der erlaubten GT-Betazerfälle demonstriert Fig. 8.2: Es wird unterschieden zwischen dem Zerfall eines ungepaarten $h_{11/2}$ -Protons in ein tiefliegendes $9/2^-$ -Niveau (ungestrichelte Pfeile) und dem Zerfall eines $h_{11/2}$ -Teilchens aus einem 0^+ -Protonenpaar (gestrichelte Pfeile) in mehrere Dreiteilchenniveaus bei hoher Anregungsenergie (schraffierte Flächen). In den nachfolgenden Abschnitten werden die in der Figur im Überblick dargestellten Zerfälle genauer untersucht werden.

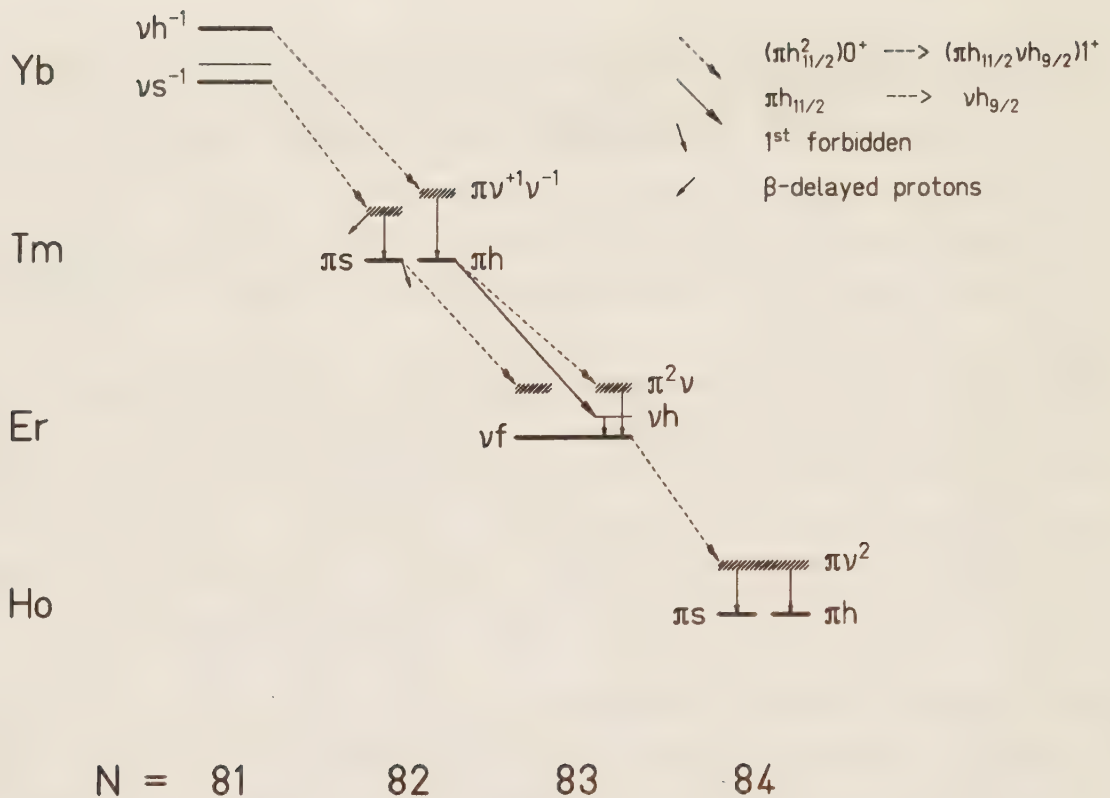


Fig. 8.2

Systematik der erlaubten GT-Betazerfälle von ungeraden Kernen oberhalb ^{146}Gd am Beispiel der Isobarenkette $A=151$. Die Einteilchenorbitale sind angedeutet. h bedeutet $\pi h_{11/2}$ oder $\nu h_{9/2}$. Die schraffierten Flächen sind Dreiteilchenanregungen.

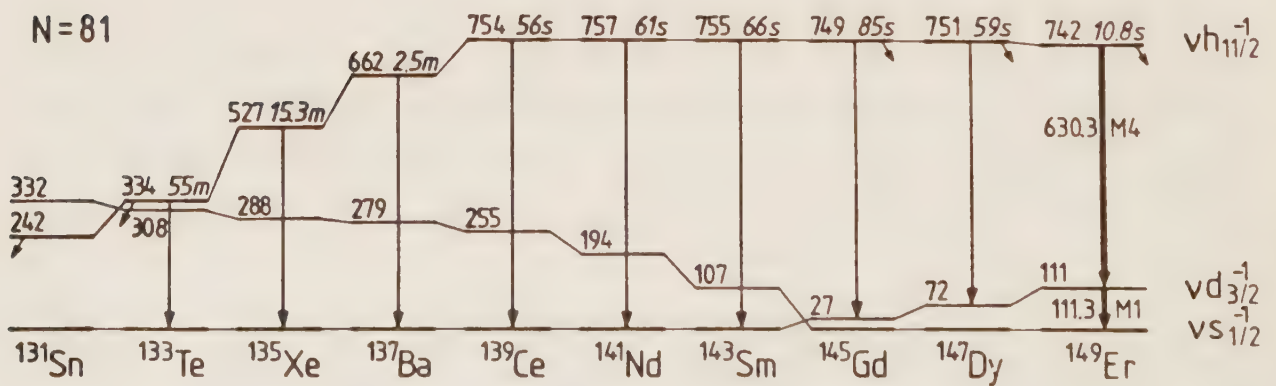


Fig. 8.3

Systematik der Einteilchen-Neutronenzustände in den $N=81$ Isotonen [SCH84].

8.2 Betazerfall von ^{151}Yb und die Einteilchenzustände in den $N=82$ Kernen

In den $N=81$ Kernen mit gerader Protonenzahl besetzt ein Neutronenloch die $vs_{1/2^-}$, $vd_{3/2^-}$ oder $vh_{11/2^-}$ -Schale. Die Anregungsenergien dieser Niveaus liegen für alle Kerne unterhalb 0,8 MeV (Fig. 8.3). Oberhalb $Z=64$ ist der Spin des Grundzustands jeweils $I^\pi = 1/2^+$, und das $3/2^+$ -Niveau erscheint bei $< 0,2$ MeV Anregungsenergie. Der $11/2^-$ -Zustand bei ca. 0,7 MeV bildet ein M4-Isomer. Oberhalb Gadolinium zerfallen Grundzustand und Isomer durch einen schnellen GT-Betazertall eines $(h_{11/2}^2) 0^+$ -Paares. Das $vs_{1/2^-}$ - bzw. $vh_{11/2^-}$ -Neutronenloch ist bezüglich des Betazerfalls nur Beobachter. Die GT-Übergänge speisen hochliegende Vielteilchenzustände mit der Konfiguration $[(\pi h_{11/2}^{-1} \nu h_{9/2})_{1^+} \times \nu^{-1}]$, die aus der Kopplung des Spektatorlochs mit dem 1^+ -Paar gebildet werden (Fig. 8.4). Nachfolgende γ -Zerfälle bevölkern die Protoneneinteilchenzustände bei niedriger Anregungsenergie in der $N=82$ Tochter. Es existiert ein Hoch- ($11/2^-$) und Niederspin- ($1/2^+$ oder $3/2^+$) Isomer. Für den Fall, daß der $1/2^+$ - unterhalb dem $3/2^+$ -Zustand liegt, erwartet man für die Einteilchenanregungen mit positiver Parität eine $7/2^+ \rightarrow 5/2^+ \rightarrow 3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ Kaskade aus drei schnellen M1-Übergängen. Eine solche Kaskade ist in den Zerfällen von ^{147}Dy [NAG81] und ^{149}Er [SCH84] beobachtet worden. Damit wird der Spin des Isomers auf $I^\pi = 1/2^+$ festgelegt.

In einem Experiment am GSI On-Line-Massenseparator wurde ^{151}Yb mit einer $^{96}\text{Ru}(^{58}\text{Ni}, 2pn)$ -Reaktion produziert. Die γ -Daten zeigten drei koinzidente Übergänge in ^{151}Tm , die obiger M1-Kaskade zugeordnet wird [KLE85]. Fig. 8.5 zeigt eine Systematik der beobachteten Protonen-Quasiteilchenniveaus in den $N=82$ Kernen oberhalb ^{146}Gd . Messungen in ^{149}Ho ergaben Konversionskoeffizienten von $\alpha_K(343,7 \text{ keV}) = 0,09(2)$, $\alpha_L(343,7 \text{ keV}) = 0,016(5)$, und $\alpha_K(436,6 \text{ keV}) = 0,044(10)$, $\alpha_L(436,6 \text{ keV}) < 0,01$, woraus jeweils M1-Charakter in Übereinstimmung mit der Zuordnung aus Ref. [SCH84] folgt.

Aus den beobachteten Quasiteilchenenergien lassen sich Paarungs-Rechnungen nach der BCS-Theorie zur Bestimmung der Einteilchenenergien durchführen (siehe Ref. [NAG81]). Dabei wurde der Paarungs-Parameter $G = 0,20$ MeV konstant gehalten und die Einteilchenenergien solange variiert, bis die experimentell ermittelten Quasiteilchenenergien reproduziert wurden [KLE85A]. Das Resultat wird in Fig. 8.6 dargestellt und zeigt eine deutliche Ausbildung des Schaleneffekts um $Z=64$. Mit zunehmender bzw. abnehmender Protonenzahl schrumpft jedoch diese Energielücke.

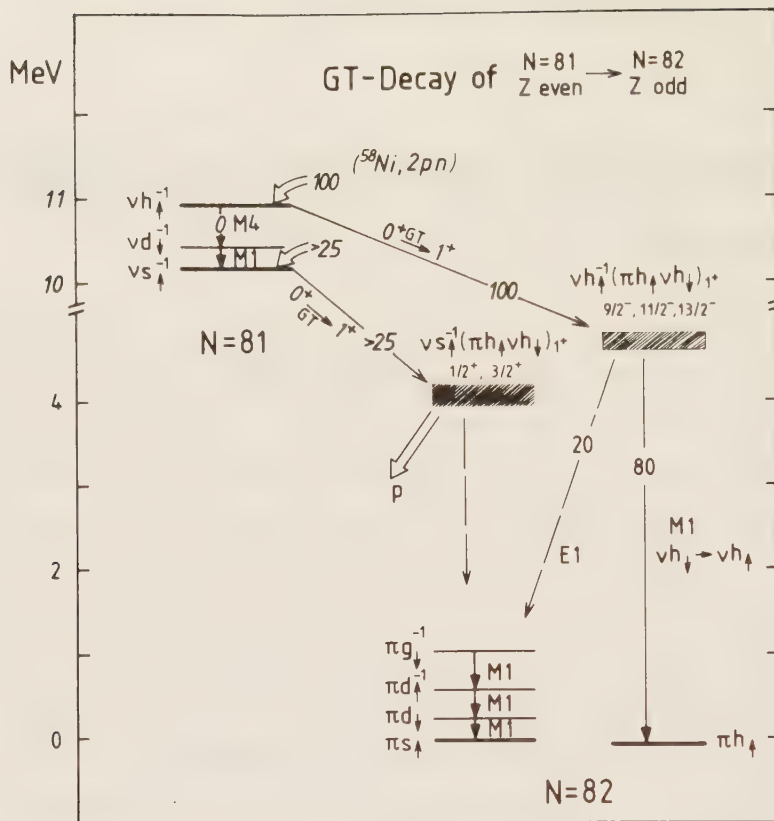


Fig. 8.4

Eigenschaften des $\pi h_{11/2} \rightarrow \nu h_{9/2}$ GT-Zerfalls von $N=81$ Isotonen oberhalb Gadolinium [KLE85]. Die eingezeichneten Intensitäten und Reaktionen beziehen sich auf den Zerfall von ^{151}Yb .

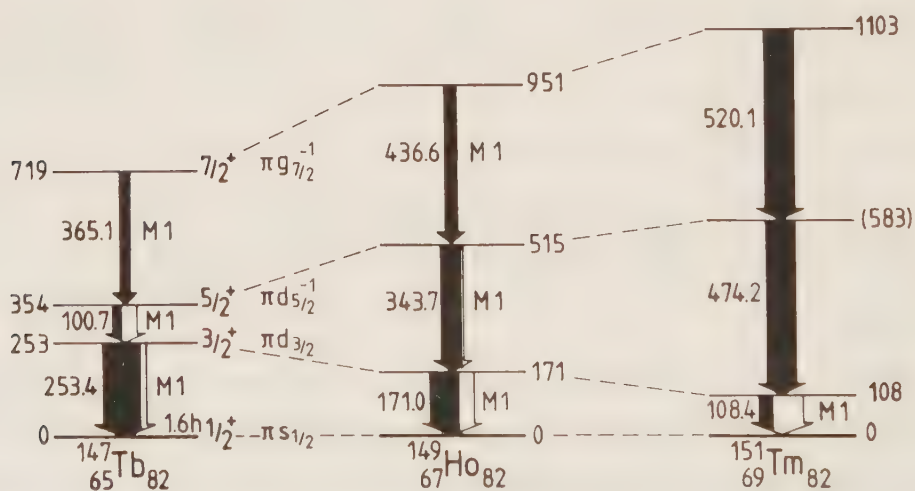


Fig. 8.5

Beobachtete Einteilchen-Protonenzustände in den $N=82$ Isotonen oberhalb Gadolinium [SCH87].

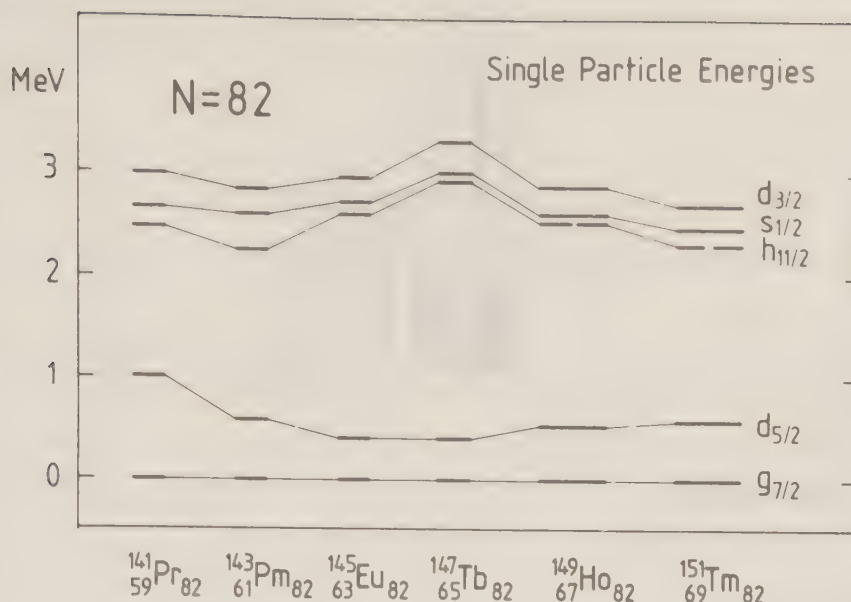


Fig. 8.6

Einteilchen-Energien der $N=82$ Isotonen mit ungerader Protonenzahl aus einer BCS-Analyse [SCH87]. Die Energiedifferenz zwischen dem $\pi d_{5/2}$ - und $\pi h_{11/2}$ -Orbital ist bei $Z=64$ am stärksten ausgeprägt.

8.3 Betazerfall der $1/2^+$ - und $11/2^-$ -Isomere in ^{151}Tm

Vor Beginn der Untersuchung war lediglich die Existenz einer 802-keV-Linie aus dem Zerfall des $N=82$ Kerns ^{151}Tm ($11/2^-$) mit einer Halbwertszeit von 3,8(8) s bekannt [NOL82B]. Dieser Übergang verbindet den im GT-Zerfall direkt gespeisten $\nu h_{9/2}$ -Zustand in ^{151}Er mit dem $\nu f_{7/2}$ -Grundzustand. Das Ergebnis unserer Messungen am GSI-On-Line-Massenseparator mit einer $^{96}\text{Ru}(^{58}\text{Ni}, 3n)$ -Reaktion ist in Fig. 8.7 zu einem Zerfallsschema zusammengefaßt. Die Daten zeigen, daß der GT-Betazerfall wesentlich komplexer ist als in Ref. [NOL82B] dargestellt. Viele zusätzliche Niveaus werden bevölkert. Der größte Anteil der Betastärke speist Niveaus bei einer Anregungsenergie von $E_x = 3$ MeV. Ein solches Verhalten wird leicht aus dem Schalenmodell verständlich: $h_{11/2}$ -Protonen aus einem 0^+ -Paar zerfallen in hochliegende Dreiteilchenzustände mit einer Konfiguration $[(\pi h_{11/2} \nu h_{9/2})1^+ \times \pi h_{11/2}]$ mit Spin $I^\pi = 9/2^+, 11/2^+$ und $13/2^+$ (vergl. Fig. 8.2). Insgesamt existieren ca. vier gepaarte gegenüber einem ungepaarten $h_{11/2}$ -Proton in ^{151}Tm , so daß man für den GT-Zerfall in Dreiteilchenzustände eine höhere Stärke erwartet.

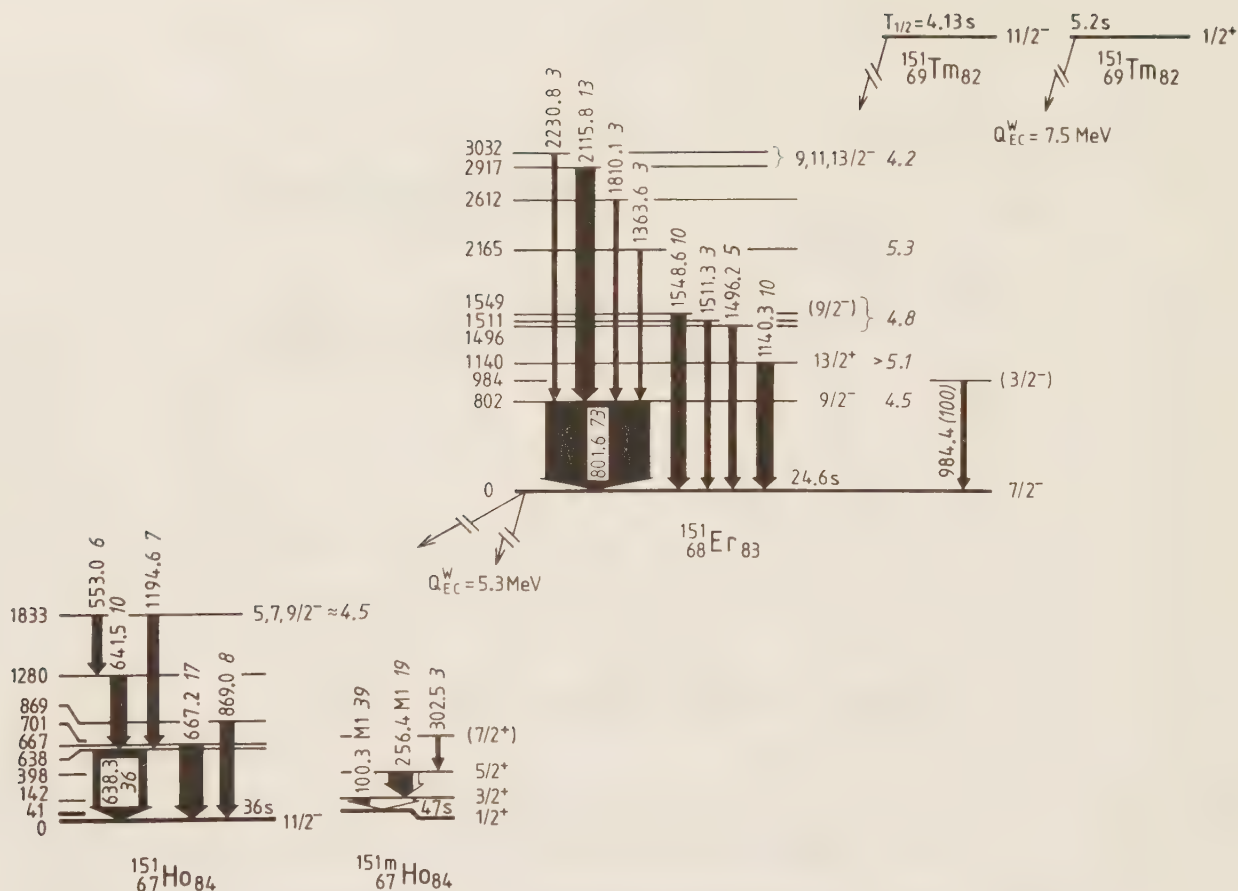


Fig. 8.7 Zerfallsschema der $1/2^+$ - und $11/2^-$ -Isomere in ^{151}Tm und des $7/2^-$ -Grundzustands von ^{151}Er .

Die drei Zustände in ^{151}Er bei 1,5 MeV, die ebenso mit einer signifikanten Betastärke gespeist werden, interpretiert man als Kopplung eines $f_{7/2}$ -Valenzneutrons mit der 2^+ -Coreanregung. Diese erscheint in ^{150}Er bei 1579 keV [NOL82A], [HEL82]. Eine solche Kopplung erzeugt fünf Multipllettmitglieder zwischen $I^\pi = 3/2^-$ und $11/2^-$. Der $9/2^-$ -Zustand kann mit dem $vh_{9/2}$ -Zustand bei 802 keV mischen. Dies konnte in den benachbarten $N=83$ Kernen nachgewiesen werden [SCH84, PII84, LED78]. Das Niveau bei $E_x = 1549$ keV ist der beste Kandidat für den Spin $I^\pi = 9/2^-$, da es am stärksten im Betazerfall bevölkert wird. Aus der gemessenen GT-Betastärke läßt sich für das Niveau bei $E_x = 802$ keV eine ($vf_{7/2} \times 2^+$) $9/2^-$ -Beimischung von 5 % bis 25 % abschätzen.

Dem Zustand bei 1140 keV wurde $I^\pi = 13/2^+$ zugeordnet. Wie in Kapitel 10 gezeigt wird, setzt sich dieser Zustand aus der $vi_{13/2}$ -Einteilchenkonfiguration und einer etwa gleich großen Komponente ($vf_{7/2} \times 3^-$) zusammen.

Aus dem zeitlichen Verhalten der 801,6-keV-Linie konnte die Halbwertszeit des $11/2^-$ -Isomers in ^{151}Tm zu

$$T_{1/2}(^{151}\text{Tm}, 11/2^-) = 4,13(11) \text{ s}$$

in Übereinstimmung mit dem Literaturwert von $3,8(8) \text{ s}$ [NOL82B] bestimmt werden.

Aus den Betrachtungen im letzten Abschnitt ist bekannt, daß in ^{151}Tm außer dem $11/2^-$ - ein $1/2^+$ -Isomer existiert. Das Niederspinisomer sollte in einer Schwerionenreaktion weniger stark gebildet werden als das Hochspinisomer. In unseren Daten beobachteten wir eine 984,4-keV-Linie in Koinzidenz mit Erbium-Röntgenstrahlung, jedoch nicht mit einer anderen γ -Linie vergleichbarer Intensität. Die Linienintensität entspricht ca. 4 % des im $11/2^-$ -Zerfall bevölkerten 802-keV-Übergangs. Eine solche Linie muß der Abregung eines Niveaus bei $E_x = 984 \text{ keV}$ direkt in den Grundzustand zugeordnet werden. Unterhalb 1,4 MeV werden nur drei angeregte Zustände in ^{151}Er erwartet: der $vh_{9/2^-}$, ($vi_{13/2} + vf_{7/2} \times 3^-$)- und der $vp_{3/2}$ -Zustand. Die ersten beiden wurden bereits interpretiert, so daß eine $vp_{3/2}$ -Zuordnung für das 984-keV-Niveau wahrscheinlich erscheint. In den $N=83$ Kernen ^{149}Dy und ^{147}Gd wurde dieser Einteilchenzustand bei 1035 keV [SCH84] und 1153 keV [LED78] gefunden, also bei einer ähnlichen Anregungsenergie wie in unserem Fall.

Wegen der großen Spindifferenz ist zu erwarten, daß der 984-keV-Zustand nicht aus dem ^{151}Tm -($11/2^-$)-, sondern ausschließlich aus dem ^{151}Tm -($1/2^+$)-Zerfall bevölkert wird. Eine Zeitanalyse dieser Linie ergab die bisher unbekannte Halbwertszeit des Niederspinisomers zu

$$T_{1/2}(^{151}\text{Tm}, 1/2^+) = 5,2(20) \text{ s.}$$

In einer ähnlichen Messung des Zerfalls des analogen $N=83$ Kerns ^{149}Ho konnte mit der oben erwähnten 1035-keV-Linie die ebenfalls unbekannte Halbwertszeit des $1/2^+$ -Niederspinisomers bestimmt werden zu:

$$T_{1/2}(^{151}\text{Ho}, 1/2^+) = 58(3) \text{ s.}$$

In der Tabelle 8.1 sind die Hoch- und Niederspinisomere der $N=82$ ug-Kerne zusammengefaßt. Das Verhältnis der Halbwertszeiten der beiden Isomere eines be-

stimmten Kerns ändert sich zwischen ^{147}Tb und ^{151}Tm von 50 auf 1. Ein solches Verhalten läßt sich qualitativ verstehen: Das ^{147}Tb -Hochspinisomer mit einem $h_{11/2}$ -Valenzproton zerfällt durch einen schnellen GT-Zerfall in den $vh_{9/2}$ -Zustand. Für das Niederspinisomer mit nur einem $s_{1/2}$ -Valenzproton existiert kein erlaubter Betazerfall in unbesetzte Neutronenzustände. Dieser Zustand lebt deshalb wesentlich länger als das Hochspinisomer.

Im ^{149}Ho existiert außer dem $s_{1/2}$ - bzw. $h_{11/2}$ -Valenzproton ein 0^+ -Protonenpaar außerhalb des ^{146}Gd -Cores. Dadurch ist nun auch für das Niederspinisomer ein erlaubter GT-Zerfall aus einem $(\pi h_{11/2}^2) 0^+$ -Paar möglich. Dabei werden Dreiteilchenkonfigurationen $[(\pi h_{11/2}^2) 1^+ \times \pi s_{1/2}]$ direkt bevölkert. Das Verhältnis der Halbwertszeiten sollte ungefähr dem Verhältnis der $h_{11/2}$ -Besetzungszahlen in den $N=82$ Isomeren entsprechen. Es ist klar, daß in ^{151}Tm dieses Verhältnis sich stärker Eins nähert, was sich auch in den Halbwertszeiten niederschlägt.

Eine weitere interessante Beobachtung ist ein Absinken der Anregungsenergien, insbesondere des $9/2^-$ -Niveaus der Tochterkerne. Dieses Verhalten wird auf die stark anziehende π - ν -Wechselwirkung zwischen dem $\pi h_{11/2}$ - und $\nu h_{9/2}$ -Orbital zurückgeführt. Im ^{147}Gd und den darunterliegenden $N=83$ Kernen sollte die $\pi h_{11/2}$ -Schale noch unbesetzt sein. In allen Kernen mit $Z \leq 64$ findet man das $9/2^-$ -Niveau bei ca. 1,4 MeV Anregungsenergie (vergl. Fig. 10.6). Oberhalb $Z=64$ wird das $\pi h_{11/2}$ -Orbital sukzessive besetzt und die Energie des $9/2^-$ -Niveaus fällt von 1398 keV (Gd) $\rightarrow$ 1091 keV (Dy) $\rightarrow$ 802 keV (Er).

Tabelle 8.1 Zusammenstellung der $1/2^+$ - und $11/2^-$ -Isomere in den $N=82$ Kernen mit ungerader Massenzahl oberhalb ^{146}Gd .

Nuklid	I^π	$T_{1/2}$	$E_\gamma(\text{keV})$	Übergang	Referenz
^{147}Tb	$11/2^-$	1,83 min	1398	$9/2 \rightarrow 7/2$	[PII84]
	$1/2^+$	1,6 h	1153	$3/2 \rightarrow 7/2$	[LED78]
^{149}Ho	$11/2^-$	21 s	1091	$9/2 \rightarrow 7/2$	[SCH84]
	$1/2^+$	58 s	1035	$3/2 \rightarrow 7/2$	[SCH84], diese Arbeit
^{151}Tm	$11/2^-$	4,13 s	802	$9/2 \rightarrow 7/2$	[NOL82B], diese Arbeit
	$1/2^+$	5,2 s	984	$3/2 \rightarrow 7/2$	diese Arbeit

8.4 Betazerfall von ^{151}Er

Der $N=83$ Kern $^{151}\text{Er}_{83}$ wurde in zwei unterschiedlichen Reaktionen gebildet. Einmal wurde die im letzten Abschnitt erwähnte ^{96}Ru (^{58}Ni , $3n$)-Reaktion verwendet, die den Kern $^{151}\text{Tm}_{82}$ erzeugt. Durch den eben beschriebenen Betazerfall entsteht ^{151}Er , was bei der Messung der Zeitcharakteristik an einem „Hereinwachsen“ der Linien aus dem ^{151}Er -Betazerfall erkennbar wird. In einer ^{90}Zr (^{64}Zn , $2pn$)-Reaktion konnte in einem zweiten Experiment der Kern direkt gebildet werden und der Betazerfall unabhängig von derartigen Mutter-Tochter-Effekten untersucht werden.

Vor Beginn dieser Untersuchung war nur die 23(2)-s-Halbwertszeit von ^{151}Er aus einer hereinwachsenden Komponente in α -Daten des $^{151}\text{Ho}_{84}$ -Zerfalls bekannt [TOT70], jedoch keinerlei sonstige Information bezüglich des Betazerfalls vorhanden. Das Zerfallsschema (Fig. 8.7) zeigt wiederum ein Hoch- und Niederspinisomer im $N=84$ Tochterkern. Im Gegensatz zu $^{151}\text{Yb}_{82}$ ist in $^{151}\text{Ho}_{84}$ der relative Abstand der Isomere bekannt: Das $11/2^-$ -Niveau bildet den Grundzustand und das Niederspinisomer liegt bei $E_x = 41$ keV. Die Anregungsenergie und der Spin ($1/2^+$) des Isomers wurden in einem α - γ -Koinzidenz-Experiment ermittelt [LIA87].

Die Messung von β -verzögerter γ -Strahlung von ^{151}Er ergab eine Kaskade von drei niederenergetischen Übergängen $303 \rightarrow 256 \rightarrow 100$ keV ähnlich wie in den $N=82$ Kernen (Fig. 8.4) und dem $N=84$ Kern ^{149}Tb [ZUB85]. Die Bestimmung der Konversionskoeffizienten $\alpha_K(100,3 \text{ keV}) = 2,5(4)$, $\alpha_L(100,3 \text{ keV}) = 0,34(7)$ und $\alpha_K(256,4 \text{ keV}) = 0,16(5)$ weist auf M1-Multipolarität hin, was auf Übergänge zwischen den Einteilchenniveaus $\pi g_{7/2} \rightarrow \pi d_{5/2} \rightarrow \pi d_{3/2} \rightarrow \pi s_{1/2}$ schließen läßt.

Der Betazerfall des ^{151}Er - $7/2^-$ -Grundzustands sollte durch den erlaubten GT-Übergang eines 0^+ -Paares erfolgen, der Dreiteilchenanregungen in ^{151}Ho vom Typ $[(\pi h_{11/2} \nu h_{9/2}) 1^+ \times \nu f_{7/2}]$ mit Spins zwischen $5/2^-$ und $9/2^-$ direkt bevölkern kann. Aus diesen Niveaus bei ca. 2 MeV Anregungsenergie werden dann über die eben erwähnte γ -Kaskade sowohl das 47-s- $1/2^+$ -Niederspinisomer, als auch über andere γ -Übergänge das 36-s- $11/2^-$ -Hochspinisomer bevölkert. Das Niveau bei 1833 keV mit einer starken β -Speisung, ist ein guter Kandidat für einen Dreiteilchenzustand mit obengenannter Konfiguration.

Eine zeitliche Analyse der γ -Linien 100 und 256 keV und der 100-L-Elektronenlinie ergab eine Halbwertszeit von

$$T_{1/2} (^{151}\text{Er}) = 24,6(20) \text{ s}$$

in Übereinstimmung mit dem oben genannten Literaturwert. In einem Zweikomponentenfit wurde eine zum Teil indirekte Bildung von ^{151}Er im Betazerfall von ^{151}Tm mit berücksichtigt.

In kürzlich durchgeführten α - und γ -Messungen bei Masse 153 konnten auch die bisher unbekannten Hoch- und Niederspinisomere in $^{153}\text{Tm}_{84}$ nachweisen werden [SCH88].

9.0 Gamow-Teller-Betazerfall der N=82 Kerne ^{150}Er und ^{152}Yb

9.1 Einleitung

Die doppelt geraden N=82 Kerne oberhalb ^{146}Gd stellen, ähnlich wie die gg-Kerne um ^{100}Sn , attraktive Kandidaten zum Studium des GT-Betazerfalls dar. Die gesamte GT-Betastärke aus dem Zerfall eines $(h_{11/2}^2) 0^+$ -Paares sollte ein $(\pi h_{11/2}^{-1} \nu h_{9/2}) 1^+$ -Niveau im Tochterkern speisen. Genau wie für die N=50 Kerne existieren hier Schalenmodellrechnungen für die absolute GT-Stärke [TOW85]. Erste Messungen dieser N=82 Zerfälle zeigen jedoch eine wesentlich größere Diskrepanz zwischen Experiment und theoretischen Vorhersagen der Betastärke als in leichteren Kernen.

Der GT-Zerfall von $^{148}_{66}\text{Dy}$ mit zwei Valenzprotonen oberhalb ^{146}Gd wurde sehr genau von Kleinheinz et al. [KLE85] untersucht. Die Qualität der Daten war so gut, daß Linien bis zu einer Intensität von ca. 10^{-4} pro Zerfall im Termschema plaziert werden konnten. Bei diesen Experimenten wurde gezeigt, daß 97 % des Betazerfalls direkt den $(\pi h_{11/2}^{-1} \nu h_{9/2}) 1^+$ -Zustand im Tochterkern ^{148}Tb speisen. Der gemessene Wert der GT-Stärke in das 1^+ -Niveau von

$$B(\text{GT}, ^{148}\text{Dy}, 0^+ \rightarrow 1^+, 620 \text{ keV}) = 0,44(3)$$

beträgt nur ca. 15 % des vorhergesagten Wertes aus detaillierten Schalenmodellrechnungen [KLE85]. Im Zerfall von ^{148}Dy sind jedoch die beobachtbaren GT-Übergänge auf ein relativ kleines Q_{EC} -Fenster von 2,7 MeV beschränkt. Einen signifikanten Beitrag zur GT-Stärke könnten höherliegende 1^+ -Zustände liefern.

Ein größeres Q_{EC} -Fenster zur Beobachtung der 1^+ -Niveaus in den Tochternukliden bieten die Zerfälle der protonenreicheren N=82 Kerne $^{150}_{68}\text{Er}$ und $^{152}_{70}\text{Yb}$. Vor Beginn dieser Untersuchung war in beiden Kernen nur jeweils eine betaverzögerte γ -Linie bekannt [NOL82], [NOL82B], [HAB84]. Dieser Übergang verbindet das im GT-Zerfall direkt gespeiste 1^+ -Niveau mit dem Grundzustand. In diesen Arbeiten, bei denen ebenso die Q_{EC} -Werte mit der EC/ β^+ -Methode bestimmt werden konnten, wurde bereits auf das starke GT-Quenching hingewiesen. Da bei beiden Kernen aber nur jeweils eine einzige

betaverzögerte γ -Linie nachgewiesen werden konnte, war es unklar, ob andere Niveaus zusätzliche GT-Stärke erhalten. Die im folgenden beschriebenen, weiterführenden Untersuchungen des Betazerfalls von ^{150}Er und ^{152}Yb dienten der Klärung dieser Frage.

Die Experimente wurden am GSI-On-Line-Massenseparator mit einem 5 MeV/A ^{58}Ni -Strahl von 30-50 Teilchen-nA Strahlintensität und einem ca. 1 mg/cm² dicken ^{96}Ru -Target durchgeführt. Die Kerne ^{150}Er und ^{152}Yb konnten direkt in einer 4p- bzw. 2p- Reaktion aus dem $^{154}\text{Hf}_{82}$ -Compoundkern gebildet werden. Von besonderem Vorteil ist, daß die N = 83 Tochterkerne nicht direkt produziert werden können und so hochreine N = 82 massenseparierte Quellen (mit wenig N = 81 Verunreinigungen) entstanden. Dies ist sehr wichtig für diese Art von Untersuchungen. Die Ausbeuten lagen bei ca. $5 \cdot 10^3$ separierten Atomen/s (^{150}Er) und ca. $5 \cdot 10^2$ Atomen/s (^{152}Yb), bezogen auf 50 Teilchen-nA Strahlintensität. Gamma-, Röntgenstrahlung und Konversionselektronen wurden spektroskopiert und Singles- und Koinzidenzdaten abgespeichert. Unsere in diesem Kapitel vorgestellten spektroskopischen Ergebnisse stehen in Einklang mit inzwischen veröffentlichten Daten einer anderen Gruppe [TOT87A, B], die jedoch keine Konversionselektronen-Messungen durchgeführt haben. Wie in den bisher bereits beschriebenen Fällen, erlauben Konversionselektronen-Daten auch hier eine Interpretation der im Zerfall bevölkerten Niveaus und dienen zur Bestimmung der absoluten Intensitäten.

9.2 Gamow-Teller-Betazerfall von ^{150}Er

Gegenüber der Studie von Nolte et al. [NOL82] konnten wir acht weiteren Linien dem Zerfall von ^{150}Er zuordnen. Gammaenergien und -Intensitäten sowie die gemessenen Konversionskoeffizienten sind in Tab. 9.1 zusammengefaßt. Die Multipolaritäten der drei niederenergetischen Übergänge konnten eindeutig bestimmt werden. Die schwache Linienintensität der K-Elektronen des 345,9-keV-Übergangs ist mit einem recht großen Fehler behaftet, eine E1-Zuordnung kann jedoch aus Paritätsgründen ausgeschlossen werden. Fig. 9.1 zeigt das vorgeschlagene Zerfallsschema, basierend auf $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen und Energiesummenrelationen. Die (scheinbare) Betaspeisung ist bei jedem Niveau bezeichnet. Zur Bestimmung der Betaspeisung wurde für jedes Niveau eine Intensitätsbilanz aufgestellt. Die totale Intensität der niederenergetischen Übergänge wurde aus den theoretischen Konversionskoeffizienten der experimentell ermittelten Multipolaritäten berechnet. Je nach Lage im Termschema nahmen wir für die hochenergetischen Linien jeweils E1- oder M1-Charakter an. Für den letztgenannten Fall hat eine

falsche Multipolaritätszuordnung praktisch keinen Einfluß auf die totale Intensität. Ähnlich wie in ^{148}Dy wird im Zerfall von ^{150}Er vorwiegend ein einziges Niveau bevölkert. Dies ist das im GT-Zerfall gespeiste 1^+ -Niveau mit der $(\pi h_{11/2}^{-1} \nu h_{9/2})$ -Konfiguration. Die 476-keV-Linie mit E1-Charakter verbindet dieses Niveau mit dem Grundzustand. Letzterer besitzt daher eindeutig negative Parität. Das stellt ein sehr wichtiges Ergebnis dar: Eine 1^+ -Zuordnung für den Grundzustand und dessen Speisung durch einen GT-Betazerfall sind somit ausgeschlossen.

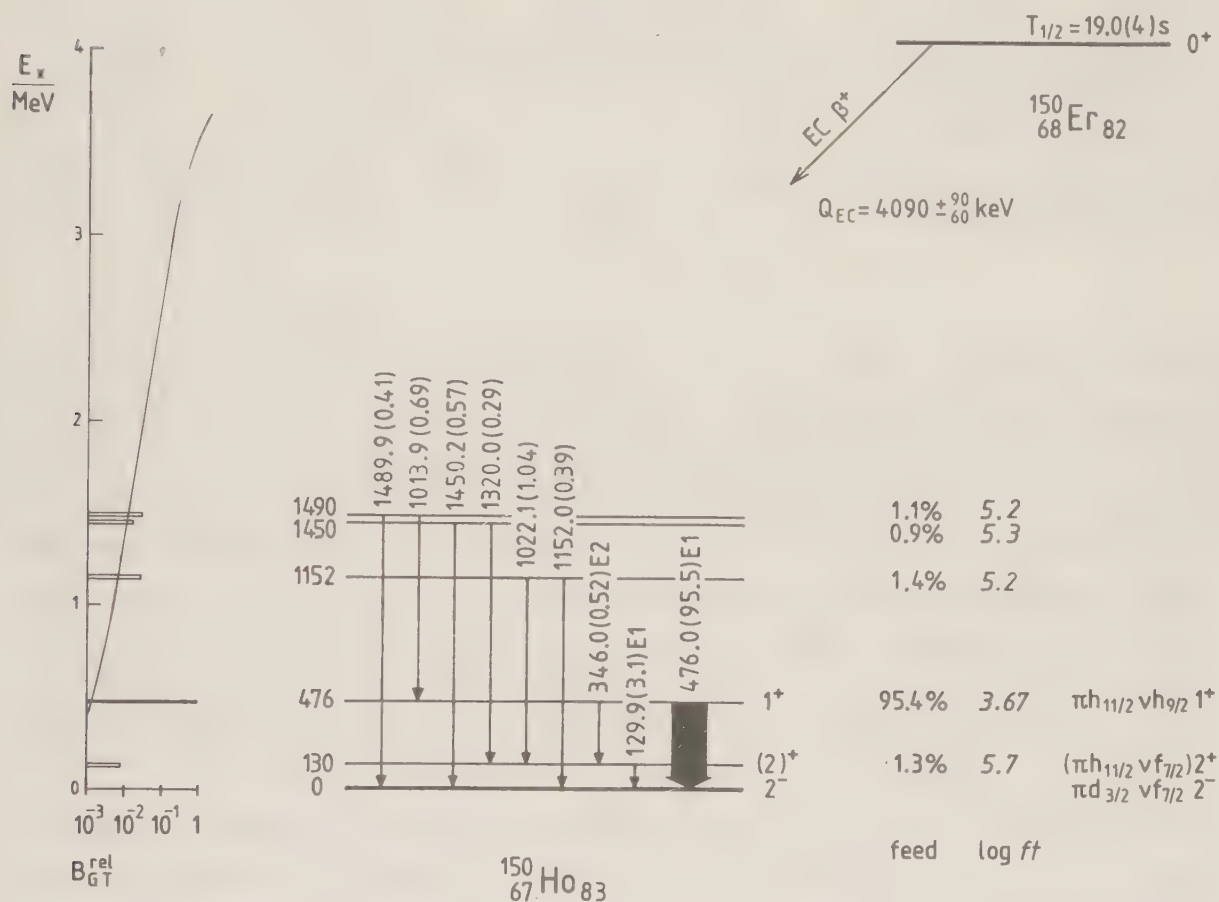


Fig. 9.1 Zerfallsschema von ^{150}Er . Die Multipolaritäten wurden aus den gemessenen Konversions-Koeffizienten abgeleitet. Die vorgeschlagenen Konfigurationszuordnungen werden im Text diskutiert. Die logft-Werte beziehen sich auf erlaubte GT-Übergänge. Links: relative GT-Betastärke-Verteilung und experimentelle Nachweisgrenze der 1^+ -Niveaus. Die mit offenen Symbolen angedeutete GT-Stärke ist nur im Falle einer 1^+ -Zuordnung des betreffenden Niveaus gültig.

Tabelle 9.1 Übergänge im Betazerfall von ^{150}Er

$E_\gamma(\text{keV})$	I_γ^{rel}	I_{tot}	α_K^{exp}	α_L^{exp}	Mult.
129.9(3)	2.8(3)	3.1	0.13(2)	0.025(9)	E1
346.0(2)	0.53(10)	0.5	0.029(17)	-	E2
476.0(1)	100	95.5	0.0051(8)	0.00063(30)	E1
1013.9(2)	0.73(7)	0.7	-	-	M1 ^a
1022.1(2)	1.08(9)	1.1	-	-	M1 ^a
1152.0(4)	0.41(8)	0.4	-	-	E1 ^a
1320.0(4)	0.31(6)	0.3	-	-	M1 ^a
1450.2(3)	0.60(10)	0.6	-	-	E1 ^a
1489.9(4)	0.43(9)	0.4	-	-	E1 ^a

^a angenommene Multipolarität

Aufgrund der experimentellen Ergebnisse kann der Spin des Grundzustandes zwischen 0 und 2 betragen. Das Schalenmodell sagt die Bildung von tiefliegenden Zuständen mit negativer Parität durch die Kopplung eines $f_{7/2}$ -Neutrons mit einem $s_{1/2}$ - bzw. $d_{3/2}$ -Proton voraus. Durch die stark attraktive Teilchen-Teilchen-Restwechselwirkung werden die Multipllettmglieder mit extremem Spin stark energetisch abgesenkt (vergleiche Kapitel 7.3). Die Mitglieder mit extremem Spin besitzen also eine $(\pi s_{1/2} \nu f_{7/2})$ 3^- , 4^- oder $(\pi d_{3/2} \nu f_{7/2})$ 2^- , 5^- -Konfiguration. Aufgrund der experimentellen Ergebnisse und analog zum $N=83$ Kern ^{147}Tb gilt daher eine $I^\pi(\text{Grundzustand}) = 2^-$ Zuordnung mit letztgenannter Konfiguration als recht sicher. An dieser Stelle sollte angemerkt werden, daß in ^{150}Ho ein Hoch- und ein Niederspinisomer existiert. Das Hochspinisomer sollte eine $(\pi h_{11/2} \nu f_{7/2})$ 9^+ -Konfiguration besitzen. Es ist nicht klar, welches von beiden Isomeren der Grundzustand ist. Der in diesem Kapitel verwendete Begriff „Grundzustand“ bezeichnet also das Niederspinisomer.

Aufgrund des E1-Charakters der 130-keV-Strahlung besitzt das Niveau bei 130 keV eine positive Parität. Dem 346-keV-Übergang ordneten wir E2-Multipolarität zu, jedoch kann eine signifikante M1-Beimischung nicht ausgeschlossen werden. Die mögliche Spinzuordnung für das Niveau bei 130 keV liegt zwischen $I^\pi=0^+$ und 3^+ . Eine 2^- -Festlegung für den Grundzustand schließt eine 0^+ -Zuordnung aus. Ein Spin $I^\pi=1^+$ ist wegen der geringen (scheinbaren) β -Speisung möglich, aber nicht sehr wahrscheinlich. Das Schalenmodell sagt tiefliegende Zustände positiver Parität der $(\pi h_{11/2} \nu f_{7/2})$ -Konfiguration mit dem 2^+ -Multipllettmglied bei niedrigster Anregungsenergie voraus. Das Niveau bei

$E_x = 130$ keV ist hierfür ein guter Kandidat. Die so interpretierte Kernstruktur ist ähnlich wie im $N = 83$ Kern ^{148}Tb mit einem Proton oberhalb des $Z = 64$ Abschlusses.

Die Halbwertszeit von $^{150}\text{Er}_{82}$ bestimmten wir in zwei unabhängigen Messungen mit unterschiedlichen Zyklen. In der ersten Messung mit 40 s Sammelzeit und 8×5 s Meßzeit bei sehr guter Statistik ergab sich die Schwierigkeit, daß eine kleine Beimischung einer 474,4-keV-Linie [TOT87A] aus der 2,2-s-Aktivität von $^{150}\text{Tm}_{81}$ in der 476,0-keV-Linie aus dem $^{150}\text{Er}_{82}$ -Zerfall enthalten war. Unter Ausnutzung nur der letzten fünf Untergruppen extrahierten wir eine Halbwertszeit von 18,9(1) s. In einer zweiten Messung wurde ebenfalls die Aktivität 40 s auf dem Tape gesammelt. Zur Lösung des oben angedeuteten Problems wurde nach der Sammelzeit die Aktivität erst für 13 s zerfallen gelassen und anschließend 16×5 s vermessen. Diese Messung ergab eine Halbwertszeit von 19,3(3) s. Aus beiden Messungen wurde ein Mittelwert von

$$T_{1/2}(^{150}\text{Er}) = 19,0(4) \text{ s}$$

extrahiert. Der konservative Fehler soll die oben dargestellten prinzipiellen Schwierigkeiten berücksichtigen. Unser Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den Werten 18,5(7) s [NOL82] und 20 s [TOT87A], letztere jedoch ohne Fehlerangabe. Die Berechnung der $\log ft$ -Werte erfolgte nach den Tabellen von Gove und Martin [GOV71]. Dabei wurden die Betazerfälle zu allen Niveaus als erlaubt angesehen. Der experimentelle Q_{EC} -Wert 4090^{+90}_{-60} keV wurde aus Ref. [HAB84] entnommen, der etwas kleiner als der Wert von Wapstra ($Q_{\text{EC}} = 4200 \pm 200$) [WAP85] ist. 95,4 % des Betazerfalls speisen das 1^+ -Niveau bei 476 keV. Dies ergibt einen $\log ft = 3,67^{+0,06}_{-0,03}$ oder eine GT-Betastärke von

$$B(\text{GT}, ^{150}\text{Er}, 0^+ \rightarrow 1^+, 476 \text{ keV}) = 0,83^{+0,06}_{-0,11}$$

Unter der Annahme, daß alle anderen Niveaus der Tochter 1^+ -Zustände sind, ist die restliche Stärke $B(\text{GT}) = 0,08(2)$. Auf der linken Seite von Fig. 9.1 wird die beobachtete relative Betastärke dargestellt. Die Werte sind für diese Darstellung normiert auf die Gesamtstärke $B_{\Sigma}(\text{GT})$. Eine Empfindlichkeitsgrenze zum Nachweis von 1^+ -Stärke ist angedeutet. Dazu wurde das koinzidente γ -Spektrum gegatet mit Holmium-Röntgenstrahlen untersucht. Für die Linien aus den Niveaus bei 1152, 1450 und 1490 keV wurde studiert, wie sicher die Elementzuordnung durchgeführt werden kann. Bei der Abschätzung wurde davon ausgegangen, daß ein Niveau bei 1,5 MeV, welches durch eine einzige γ -Linie mit einer Intensität von 0,5% der Gesamtaktivität in den Grundzustand zerfällt, sicher im

Zerfallsschema eingeordnet werden kann. Eine Extrapolation der Empfindlichkeitskurve zu höheren und niedrigeren Energien erfolgte unter Berücksichtigung der Fermifunktion und der Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit. Es ist klar, daß die dargestellte Kurve nur ein grobes Maß für die Nachweiswahrscheinlichkeit darstellen kann. Insbesondere ändert sich die Nachweisgrenze für 1^+ -Niveaus, wenn diese in mehrere Niveaus γ -zerfallen. Aus der Kurve kann abgeschätzt werden, daß kein Niveau bis ca. 3,5 MeV existiert, das mit einer vergleichbaren GT-Stärke gespeist wird wie das 1^+ -Niveau bei $E_x = 476$ keV.

9.3 Gamow-Teller-Betazerfall von ^{152}Yb

Dem Zerfall des $N = 82$ Kerns ^{152}Yb mit sechs Valenzprotonen oberhalb des ^{146}Gd -Cores konnten insgesamt fünf Übergänge zugeordnet werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 9.2 zusammengefaßt. Auch hier konnten die Konversionskoeffizienten und Multipolaritäten von drei Übergängen bestimmt werden. Die Daten erlauben den Aufbau eines Zerfallsschemas (Fig. 9.2). Das im GT-Zerfall eines Protonenpaares direkt sehr stark bevölkerte Niveau bei $E_x = 482$ keV besitzt die bekannte $(\pi h_{11/2}^{-1} \nu h_{9/2})$ 1^+ -Konfiguration. Der E1-Charakter des 482,3-keV-Grundzustandsüberganges und die Analogie zu den $N = 83$ Nachbarn ^{147}Tb und ^{149}Ho legen mit großer Sicherheit die $(\pi d_{3/2} \nu f_{7/2})$ 2^- -Konfiguration des Niederspinisomers bzw. Grundzustandes fest. Auf den Grundzustand baut sich ein E1-Übergang mit 141,4 keV und darauf ein M1-Übergang mit 316,6 keV auf. Das Niveau bei $E_x = 141$ keV mit positiver Parität ist ein guter Kandidat für das $I^\pi = 2^+$ Mitglied des $(\pi h_{11/2} \nu f_{7/2})$ -Multipletts.

Eine zeitliche Analyse der drei stärksten γ -Linien mit einem Einkomponentenfit ergab eine Halbwertszeit von

$$T_{1/2} (^{152}\text{Yb}) = 3,03(6) \text{ s}$$

Eine Mutteraktivität von ^{152}Lu [TOT87b] mit 0,7 s Halbwertszeit konnte nicht beobachtet werden. Um prinzipielle Schwierigkeiten, wie z.B. durch eventuell vorhandenem Hereinwachsen zu vermeiden, wurde der Fehler gegenüber dem statistischen Wert von 0,2 s erhöht. Unser Ergebnis stimmt mit den Werten 3,2(3) s [NOL82B] und 3,1(2) s [TOT87B] überein.

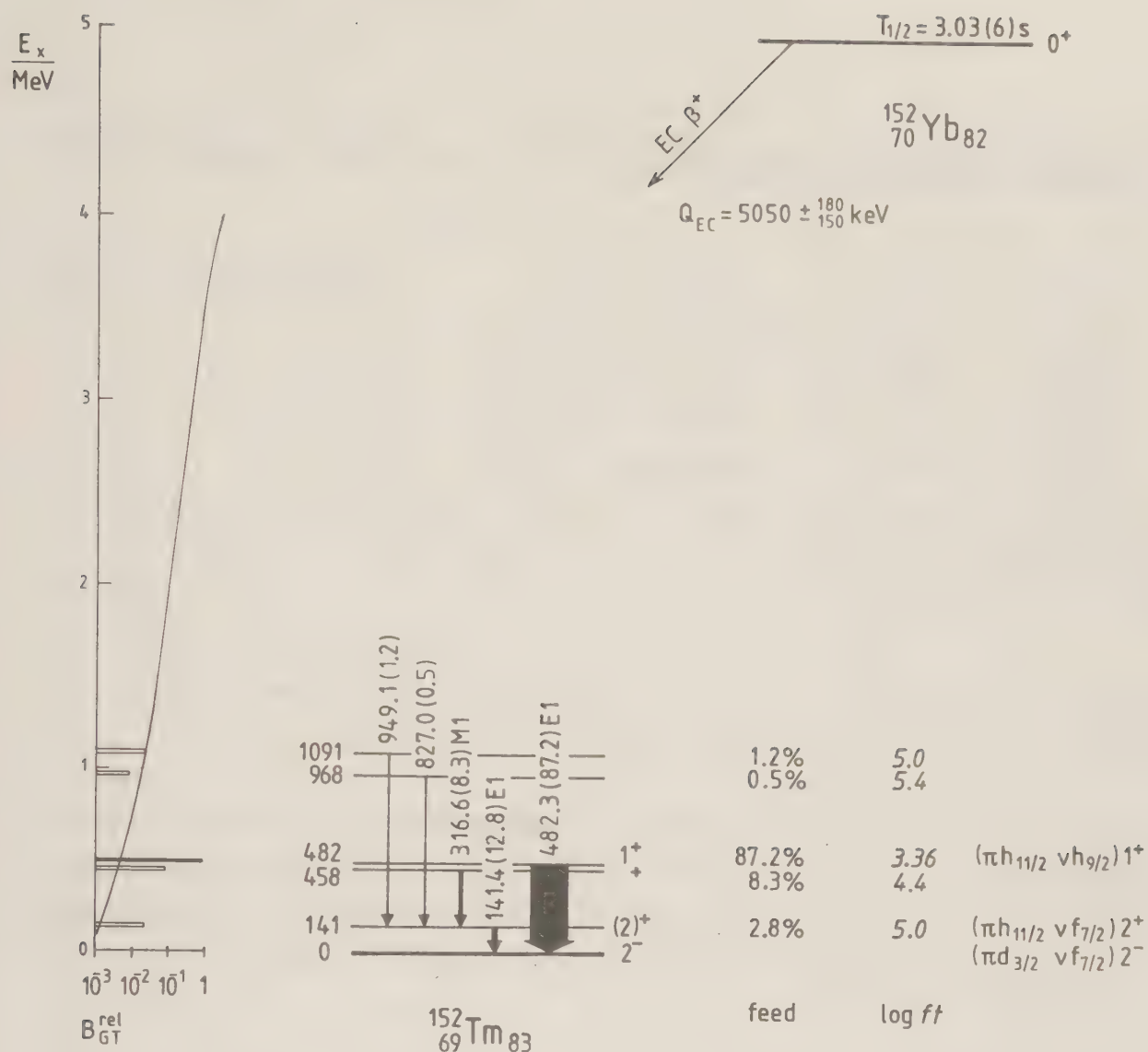


Fig. 9.2 Zerfallsschema von ^{152}Yb . Die $\log ft$ -Werte beziehen sich auf erlaubte GT-Übergänge. Links: relative GT-Betastärke und Nachweisgrenze für GT-Stärke in 1^+ -Niveaus.

Zur Berechnung des $\log ft$ -Wertes wurde der experimentelle Wert $Q_{EC} = 5,05^{+0,18}_{-0,15}$ MeV [HAB84] benutzt. Dieser Wert ist kleiner als die Extrapolation von Wapstra mit $Q_{EC} = 5,42(50)$ [WAP85]. 87,2 % des Betazerfalls von ^{152}Yb bevölkern den 1^+ -Zustand bei 482 keV. Dies ergibt einen $\log ft = 3,36^{+0,08}_{-0,07}$ oder eine GT-Betastärke von

$$B(\text{GT}, ^{152}\text{Yb}, 0^+ \rightarrow 1^+, 482 \text{ keV}) = 1,69^{+0,21}_{-0,28}$$

Tabelle 9.2 Übergänge im Betazerfall von ^{152}Yb

$E_\gamma(\text{keV})$	I_γ^{rel}	I_{tot}	α_K^{exp}	Mult.
141.4(3)	13.0(5)	12.8	0.071(45)	E1
316.6(2)	8.5(5)	8.3	0.130(35)	M1
482.3(1)	100	87.2	0.0066(25)	E1
827.0(3)	0.6(1)	0.5	-	M1 ^a
949.1(2)	1.4(3)	1.2	-	M1 ^a

^a angenommene Multipolarität

Unter der Annahme, daß die restlichen angeregten Niveaus ebenso 1^+ -Zustände sind, erhalten sie eine GT-Stärke von $B(\text{GT}) = 0,26(8)$.

In Fig. 9.2 ist links ein Betastärkediagramm eingezeichnet. Die eingetragene Empfindlichkeitsgrenze ist ähnlich wie im vorigen Kapitel berechnet. In diesem Fall wurde angenommen, daß ein Niveau bei 1 MeV, das durch Emission eines einzigen γ -Quants mit einer Intensität von 1 % der Gesamtaktivität in den Grundzustand entvölkert wird, sicher nachgewiesen werden kann.

Ein kritischer Punkt bei der Bestimmung der experimentellen GT-Betastärke stellt die Q_{EC} -Wert-Messung dar. Dies gilt insbesondere für den Zerfall von ^{152}Yb . In der oben erwähnten Arbeit [HAB84] wurde diese mit der EC/ β^+ -Methode durchgeführt. Dies setzt eine genaue Kenntnis des Zerfallsschemas voraus (vergl. Kap.5.3.6). In der zitierten Arbeit wurde jedoch nur die stärkste γ -Linie berücksichtigt. Aus den nun vorliegenden Daten geht hervor, daß auch zusätzliche Niveaus bevölkert werden. Dies hat mit Sicherheit Einfluß auf Q_{EC} und damit auf den Wert der Betastärke. Eine wesentliche Verbesserung wird von einem geplanten Experiment am On-Line-Massenseparator der GSI mit einem β^+ -Endpunktspektrometer erwartet [KLE87C].

10.0 Betazerfall von $27/2^-$ -Isomeren in $N=83$ Kernen

10.1 Einführung

Eine bemerkenswerte und sehr seltene Kombination von Isomerie und GT-Betazerfall konnte in den $N=83$ Kernen oberhalb ^{146}Gd beobachtet werden. Die in diesem Kapitel betrachteten betazerfallenden Vielteilchen-Hochspinzustände sind Beispiele für die Schnelligkeit der erlaubten GT-Übergänge, für die Proton-Neutron-Restwechselwirkung und die Gültigkeit des Schalenmodells um ^{146}Gd . Gleichzeitig soll die Analogie der Kernstruktur in der $1g$ -Schale zwischen ^{90}Zr und ^{100}Sn und der $1h$ -Schale oberhalb ^{146}Gd auf eine besondere Art und Weise nochmals hervorgehoben werden.

Die wenigen Fälle von betazerfallenden Vielteilchen-Hochspinzuständen wurden in sphärischen Kernen in der Nähe von doppelten Schalenabschlüssen gefunden. Die stark anziehende π - ν -Restwechselwirkung bewirkt eine starke energetische Absenkung der Vielteilchenzustände mit voll ausgerichtetem Spin, die somit isomer werden können. Man bezeichnet diesen Typ als „Spin-Gap“-Isomere nach Ogawa [OGA82]. Ist die Lebensdauer lang genug, kann ein schneller Betazerfall konkurrieren. Die meisten Beispiele findet man in leichten Kernen, in denen Valenzprotonen und -Neutronen die gleiche Schale auffüllen und ein schneller GT-Übergang zwischen identischen Einteilchenniveaus möglich ist. In schweren Kernen ist dies wegen des Neutronenüberschusses nicht möglich, da die Neutronenendzustände bereits voll besetzt sind. Ein schneller GT-Übergang ist jedoch in manchen Fällen zwischen Spin-Orbitpartnern möglich. Dies ist genau dann der Fall, wenn die Proton- und Neutron-Fermienergie zwischen den Spin-Orbitpartnern liegt, also bei den in dieser Arbeit betrachteten Übergängen $(\pi g_{9/2} \xrightarrow{\text{GT}} \nu g_{7/2})$ und $(\pi h_{11/2} \xrightarrow{\text{GT}} \nu h_{9/2})$.

Das bereits im Jahre 1946 [KUN46] entdeckte $6,9\text{-h}$ -Isomer in $^{93}_{42}\text{Mo}_{51}$ ist das bisher einzige Beispiel in schweren Kernen. Es wird gebildet aus zwei voll ausgerichteten $g_{9/2}$ -Protonen und einem $d_{5/2}$ -Neutron außerhalb des ^{90}Zr -Cores, die zu einem Spin $I^\pi = 21/2^+$ koppeln [BOU60]. Der schnelle GT-Übergang $(\pi g_{9/2} \rightarrow \nu g_{7/2})$ bewirkt eine 0,12 % Elektroneneinfang-Verzweigung in die hochangeregte $(\pi g_{9/2} \nu g_{7/2} d_{5/2})$ $21/2^+$ -Konfiguration des $^{93}_{41}\text{Nb}_{52}$ -Tochterkerns [MAY78].

Analoge Dreiteilchenisomere mit $(\pi h_{11/2}^2 \nu f_{7/2})$ $27/2^-$ -Charakter sind in den $N=83$ Kernen ^{149}Dy [STE76] und ^{151}Er [JAS80] bekannt. Ein analoger $\pi h_{11/2} \rightarrow \nu h_{9/2}$ GT-Beta-zerfallszweig konnte bisher jedoch nicht nachgewiesen werden.

10.2 Das $27/2^-$ -Isomer in ^{151}Er

Vor Beginn unserer Untersuchung war lediglich die Existenz des Isomers in ^{151}Er mit einer Halbwertszeit von 0,62(2)s bekannt, das durch die Beobachtung einer Kaskade von 3 γ -Quanten (289, 1100, 1141 keV) nachgewiesen wurde [JAS80]. Die Lebensdauer für den 1141-keV-Übergang konnte zu 10(3) ns bestimmt werden.

In Analogie zum Zerfall des Hochspinisomers in ^{149}Dy wurden die 3 γ -Quanten einer $21/2^+ \xrightarrow{E3} 17/2^+ \xrightarrow{E3} 13/2^+ \xrightarrow{E3} 7/2^-$ Kaskade zugeordnet und die Konfiguration des Isomers als $(\pi h_{11/2}^2 \nu f_{7/2})27/2^-$ angenommen. Der isomere E3-Übergang konnte jedoch nicht beobachtet werden.

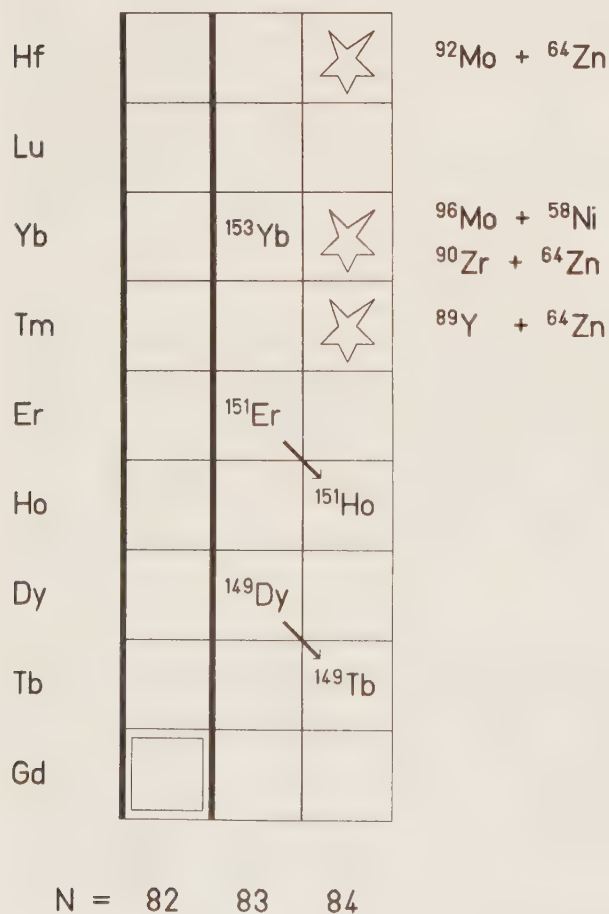


Fig. 10.1

Ausschnitt aus der Nuklidkarte mit den untersuchten $N=83$ Kernen. Die Compoundkerne der bei GSI durchgeführten Fusionsreaktionen, sind durch Sterne gekennzeichnet.

Die hier beschriebenen Experimente wurden am On-Line-Massenseparator der GSI durchgeführt. Neben ^{58}Ni kam auch erstmalig an der GSI ein ^{64}Zn -Strahl zum Einsatz. Als Targetmaterial wurde angereichertes ^{92}Mo , ^{96}Mo , ^{89}Y und natürliches Zirkon verwendet. Die Kernreaktionen an der Coulombschwelle und die daraus resultierenden $N=84$ Compoundkerne sind in Fig. 10.1 neben den Reaktionen für die analogen Isomere dargestellt. Die Erzeugungsrate für ^{151}Er lag bei ca. 10^3 Atomen/s bezogen auf 50 Teilchen-nA Strahlintensität.

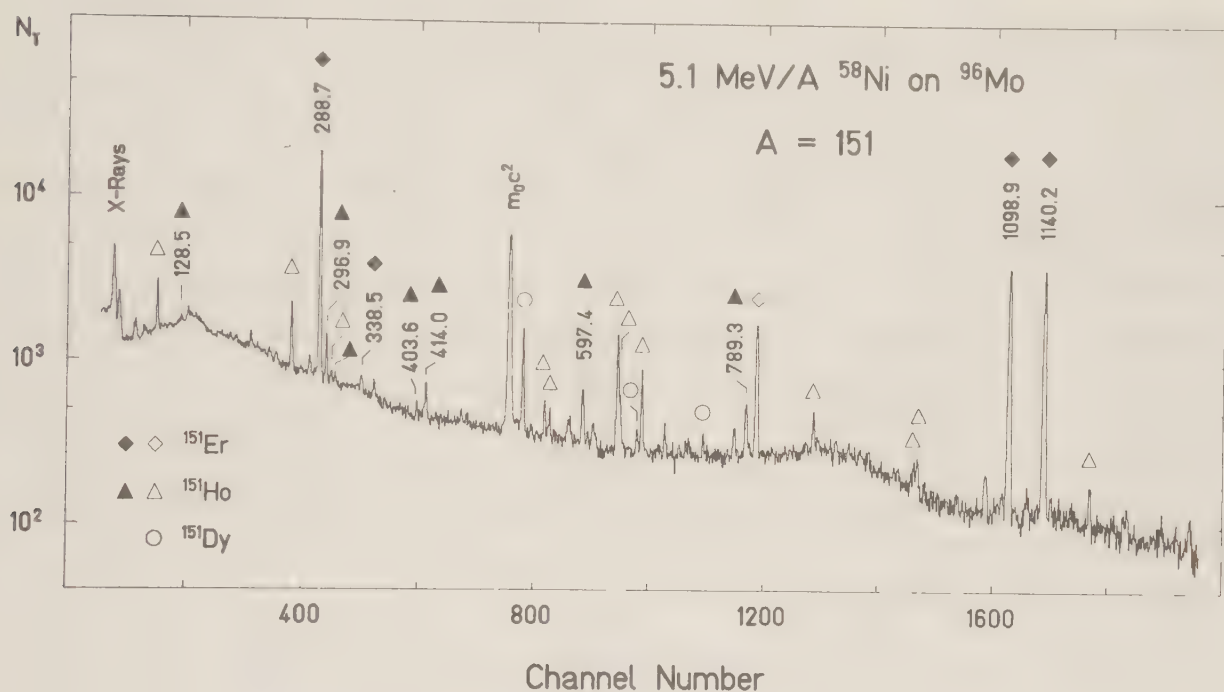


Fig. 10.2

Gamma-Singles-Spektrum bei Masse $A=151$. Die Daten wurden 2,4 h mit einem symmetrischen Bandtransport-Zyklus von 1,6 s Sammelzeit und 1,6 s Messzeit aufgenommen. Die Übergänge in ^{151}Er und ^{151}Ho sind durch Karos bzw. Dreiecke markiert. Die vollen Symbole kennzeichnen Übergänge aus dem Zerfall des $^{151}\text{Er}-27/2^-$ -Hochspinisomers und sind mit Energien versehen. Die offenen Symbole kennzeichnen Übergänge aus Grundzustandszerfällen (vergl. Kapitel 8).

Die Messungen erfolgten mittels zweier Aufbauten an verschiedenen Strahlrohren:

- (i) Zwei großvolumige koaxiale Germaniumdetektoren (30% relative Effizienz) in 90° Geometrie und ein 5 mm dicker planarer Germanium mit hohem Auflösungsvermögen in 90° bzw. 180° Geometrie zu den γ -Detektoren.
- (ii) Das Mini-Orangen-Elektronenspektrometer mit einem gegenüberliegenden 9% γ X-Germaniumdetektor (Fig. 4.10).

Tabelle 10.1 Gamma-Übergänge aus dem internen und β -Zerfall des $27/2^-$ -Isomers in ^{151}Er .

$E_\gamma(\text{keV})$	I_γ^a	I_{tot}^a	$T_{1/2}(\text{s})$
Übergänge im Kern $^{151}\text{Er}_{83}$			
57.7(5) ^b	–	953 ^c	0.57(1) ^b
288.7(2)	857(28)	924(30)	0.56(1)
338.5(3)	9.1(20)	13(3)	0.8(4)
801.6(2)	245(10) ^d	13 ^c	3.4(6)
1098.9(2)	918(15)	918(15)	0.57(1)
1140.2(2)	935(16) ^e	940(16)	0.58(1)
Übergänge im Kern $^{151}\text{Ho}_{84}$			
128.5(5)	3.9(13)	9(3)	0.4(1) ^b
296.9(2)	37(3)	39(3)	0.67(6)
307.2(3)	6.2(20)	7(2)	0.4(2)
403.6(3)	6.8(15)	7(2)	0.4(1)
414.0(2)	27(3)	28(3)	0.56(7)
597.4(2)	44(4)	44(4)	0.59(6)
789.3(2)	51(4)	51(4)	0.61(7)

^a Intensität pro 10^3 Zerfälle des $27/2^-$ -Isomers; Der Fehler bezieht sich auf relative Intensitäten.

^b Aus Konversionselektronen-Messungen

^c Aus dem Zerfalls-Schema

^d ~ 95% der beobachteten Intensität stammt aus dem β -Zerfall von $^{151}\text{Tm } 11/2^-$

^e Korrigiert um 3,4 % aus einem Beitrag des β -Zerfalls von $^{151}\text{Tm } 11/2^-$

10.2.1 Der isomere E3-Übergang

Zum Nachweis des isomeren Übergangs nahmen wir zunächst γ -spektroskopische Daten mit hoher Zahlstatistik auf [BAR88A]. Das γ -Singles-Spektrum ist in Fig. 10.2 dargestellt. Die drei bekannten γ -Linien dominieren das Spektrum, was auf die hohe Reinheit der produzierten massenseparierten Quellen hinweist. In Tab. 10.1 sind alle zum Zerfall des $27/2^-$ -Isomers zugehörigen Linien einschließlich Intensität und beobachteten Halbwertszeiten aufgelistet. Jedoch konnte aus den γ -Daten der isomere Übergang nicht beobachtet werden. Daraus konnte geschlossen werden, daß dieser sehr hoch konvertiert sein muß. Bei einer E3-Multipolarität kann man aus den γ -Daten eine obere Grenze von 80 keV Übergangsenergie abschätzen.

Mit Hilfe des Mini-Orangen-Spektrometers konnte der isomere Übergang leicht identifiziert werden. Fig. 10.3a zeigt das gemessene Elektronen-Singles-Spektrum. Für die Messung wurde die Konfiguration 4B des Elektronenspektrometers verwendet. Die beiden stärksten Linien im Spektrum konnten der L- bzw. (M+N)-Linie des isomeren Übergangs aufgrund der Halbwertszeit als auch der erforderlichen Koinzidenzen zugeordnet werden (Fig. 10.3b,c). Die Übergangsenergie wurde zu 57,7(5) keV bestimmt. Die K-, L- und M-Linien eines 100,3-keV-Übergangs des ^{151}Er -Grundzustandszerfalls (siehe Kapitel 8.4) dienten zur Energiekalibrierung. Die Anregungsenergie des $27/2^-$ -Isomers wurde damit zu $E_x = 2,586 \text{ MeV}$ bestimmt. Sie sollte sehr gut mit einer Schalenmodellrechnung mit empirischen Wechselwirkungen reproduziert werden können. Eine solche Betrachtung wird in Kapitel 10.5 vorgenommen.

Eine Multipolaritätsbestimmung des isomeren Übergangs ist wegen der Nichtbeobachtung des γ -Übergangs schwierig (γ -Linie mit sehr schwacher Intensität ($\alpha_L \cong 10^3$) liegt im Untergrund von starken K_β -Röntgen-Linien). Hinzu kommt, daß die K-Linie nicht nachgewiesen werden kann, da die K-Bindungsenergie ($E_K = 57,486 \text{ keV}$) ungefähr gleich der Übergangsenergie des Isomers ist. Aufgrund der gemessenen Halbwertszeit von

$$T_{1/2}(2,586 \text{ MeV}, ^{151}\text{Er}) = 0,57(1)\text{s}$$

kann aber nur E3- oder eventuell M3-Multipolarität in Frage kommen. Eine Untersuchung der L-Unterschalen-Intensitätsverhältnisse zeigt klar den E3-Charakter (Fig. 10.4). Dies unterstützt sehr stark die $I^\pi = 27/2^-$ Zuordnung des Isomers (Fig.10.5).

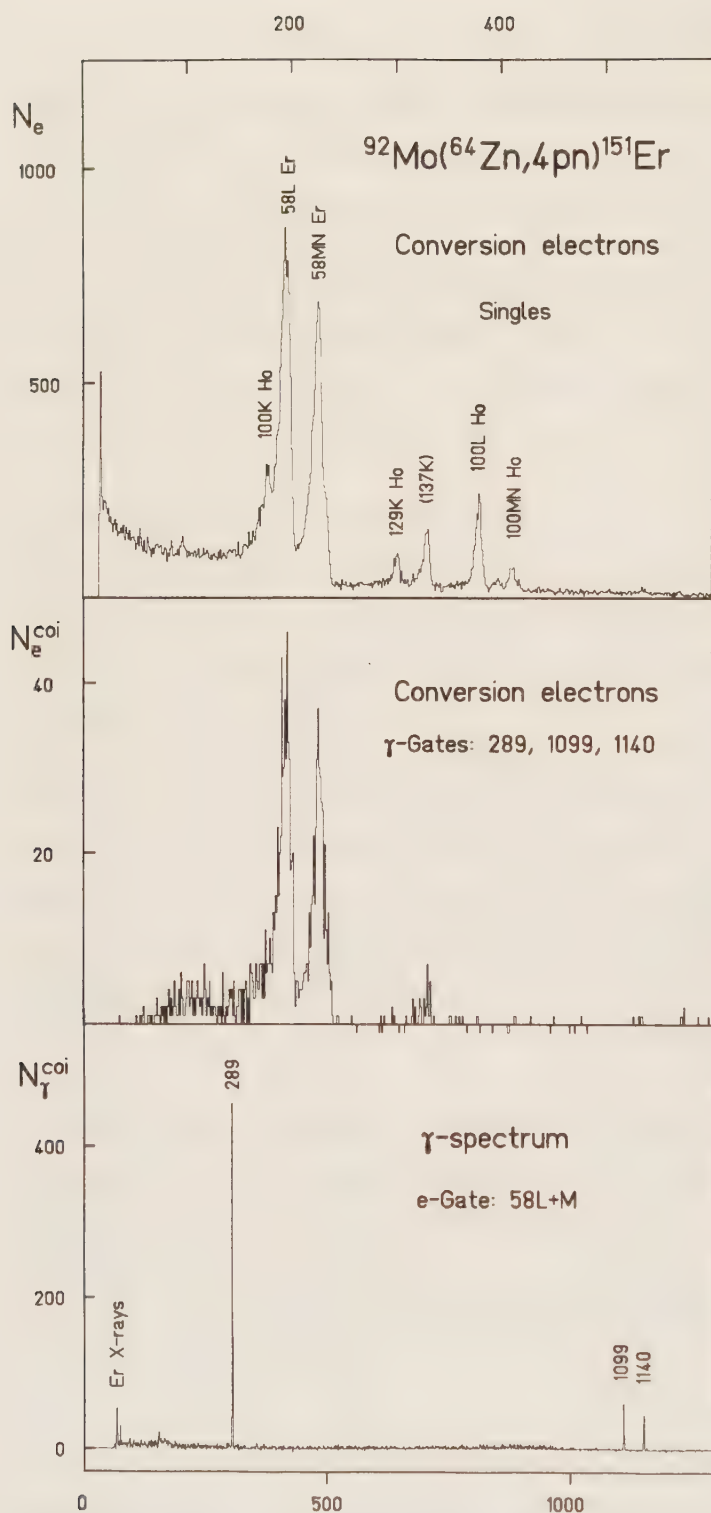


Fig. 10.3

Identifikation des isomeren 57,7-keV-Übergangs in ^{151}Er . Das obere Bild zeigt das Konversionselektronen-Singles-Spektrum, das von den L- und M-Linien des isomeren Übergangs dominiert wird. Der 100-keV-Übergang folgt dem ^{151}Er -Grundzustandszerfall (Fig. 8.6) und die 129-keV-Linie ist der $27/2^- \rightarrow 25/2^-$ Yrast-Übergang im ^{151}Ho . Die beiden unteren Figuren sind Elektronen- und γ -Koinzidenzspektren. Die totale Meßzeit betrug 3,5 h mit einem symmetrischen Sammelzeit/Meßzeit-Zyklus von 1,2/1,2-s.

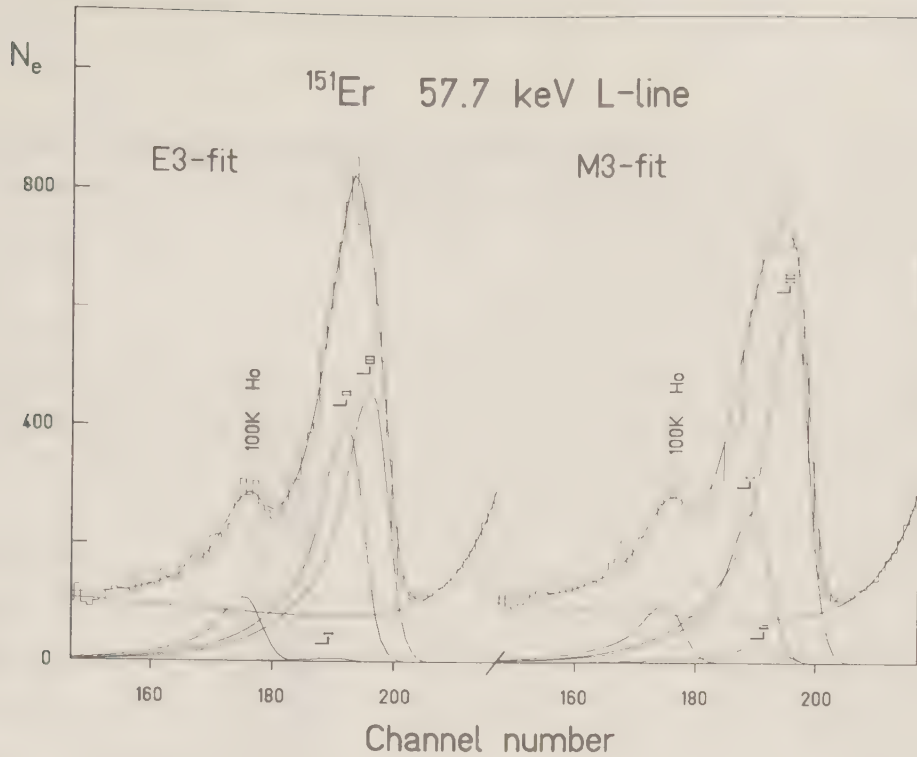


Fig. 10.4

Bestimmung der Multipolarität des isomeren 57,7-keV-Übergangs aus den L-Unterschalenverhältnissen. Die beobachtete L-Linie wurde gefittet mit einer festen Energiedifferenz und den theoretischen L-Unterschalenverhältnissen für E3- (links) und M3-Multipolarität (rechts). Die instrumentelle Linienform wurde aus einer Messung der K-Linie des 100,3-keV-Übergangs aus dem Betazerfall des ^{151}Er -Grundzustand bestimmt, die mit guter Statistik in einem 0,8-min-Zyklus gemessen wurde.

Für den Fit wurden die Energieabstände und Intensitätsrelationen der L-Unterschalen fest vorgegeben und nur die absolute Intensität und Energie als variabel angesehen. Die Energieabhängigkeit der Transmissionskurve des Mini-Orangen-Spektrometers wurde korrigiert. Die E3-Zuordnung stimmt überein mit Erwartungen aufgrund der Analogie zum $^{149}\text{Dy}_{83}$ -Hochspinisomer und aufgrund der Kenntnis der $^{150}\text{Er}_{82}$ -Core-Zustände [HEL82], [NOL82A]. Für die Übergangsstärke erhalten wir einen Wert von

$$B(E3, 27/2^- \rightarrow 21/2^+, ^{151}\text{Er}) = 0,53(3) B_W$$

in ungefähre Übereinstimmung mit dem Ergebnis in ^{149}Dy [DAL80]

$$B(E3, 27/2^- \rightarrow 21/2^+, ^{149}\text{Dy}) = 0,30(2) B_W$$

MeV



10.2.2 Der M2-Einteilchen-Übergang

$$\nu i_{13/2} \rightarrow \nu h_{9/2}$$

Von besonderem Interesse im Zerfall des $27/2^-$ -Isomers (Fig.10.5) sind die Konfigurationen der beiden tiefliegenden Niveaus 802 keV ($9/2^-$) und 1140 keV ($13/2^+$), die auch im ^{151}Tm -Grundzustandszerfall bevölkert werden. Wie bereits in Kapitel 8.3 dargestellt, kann das $9/2^-$ -Niveau klar als der $\nu h_{9/2}$ -Einteilchenzustand identifiziert werden, da im Grundzustandszerfall von $^{151}\text{Tm}_{82} \rightarrow ^{151}\text{Er}_{83}$ ein großer Teil der GT-Betastärke diesen Zustand direkt bevölkert, wie beim Zerfall des ungepaarten Protons $\pi h_{11/2} \rightarrow \nu h_{9/2}$ erwartet wird. Lediglich ein kleiner Anteil von ca. 5 bis 25% wird an Konfigurationsmischung durch eine ($\nu f_{7/2} \times 2^+$)-Quadrupolanregung erwartet (vergl. Kap. 8.3), was man aus den Betazerfallssystematiken der ungeraden $N=82$ Kerne ableiten kann.

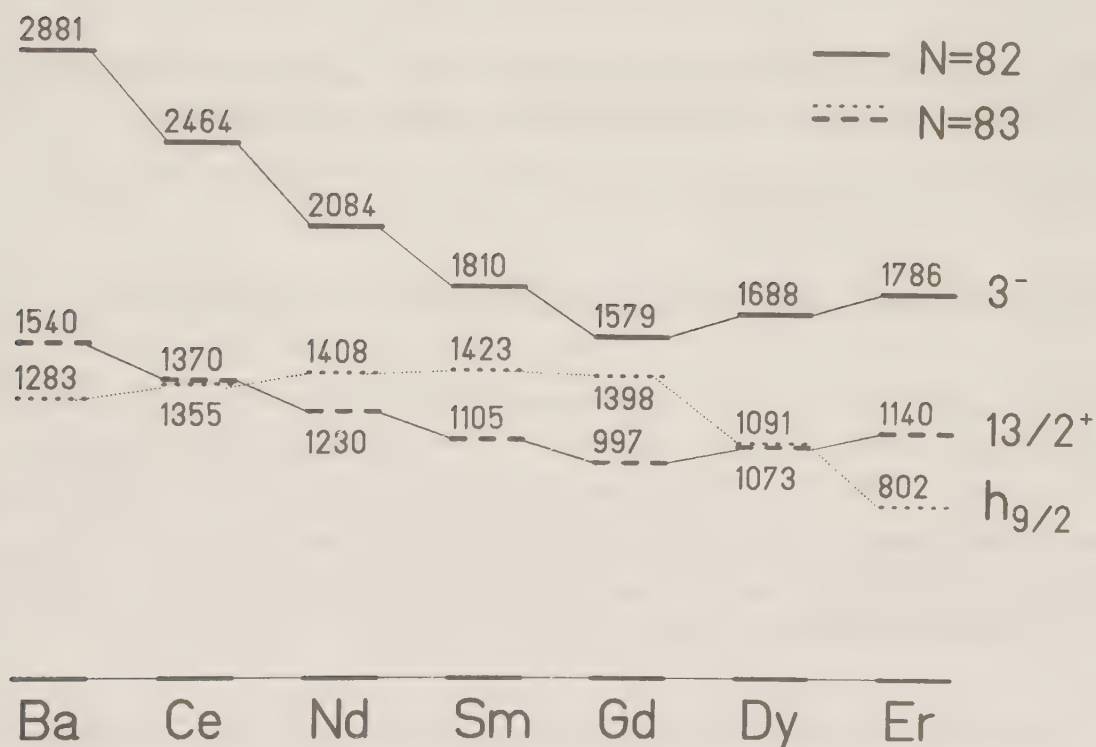


Fig. 10.6

Systematik der 3^- -Energieniveaus in den $N=82$ Kernen und die $13/2^+$ und $\nu h_{9/2}$ Zustände in den $N=83$ Isotonen [nach DAL80].

Die Konfiguration des $13/2^+$ -Zustandes kann zunächst nicht so klar interpretiert werden, da die Wellenfunktion des Einteilchenzustandes $vi_{13/2}$ und die $(vf_{7/2} \times 3^-)$ $13/2^+$ -Komponente einen Beitrag liefern. Fig. 10.6 zeigt die Energiesystematik der 3^- -Oktupolniveaus in den $N=82$ Kernen im Vergleich zur $13/2^+$ - und $vh_{9/2}$ -Anregung in den $N=83$ Isotonen. Zwei Dinge sind hier besonders erwähnenswert: Zum einen folgen die Energien der $13/2^+$ -Zustände bei $N=83$ ungefähr dem Verlauf der 3^- -Oktupolanregung in den $N=82$ Kernen. Das läßt auf einen starken Oktupolbeitrag in den $13/2^+$ -Niveaus schließen. Die Tatsache, daß die $13/2^+$ -Zustände oberhalb Gadolinium ca. 0,6 MeV unterhalb der 3^- -Anregungen liegen, ist jedoch ein Anzeichen für die $vi_{13/2}$ -Einteilchenbeimischung.

Zum anderen verdeutlicht Fig. 10.6 nochmals die in Kapitel 8.3 erwähnte Tatsache, daß die Energien der $vh_{9/2}$ -Zustände oberhalb Gadolinium systematisch abnehmen. Dies ist eine Konsequenz der anziehenden π - ν -Wechselwirkung: Die Energieabsenkung wächst mit zunehmender Anzahl der $h_{11/2}$ -Valenzprotonen. Auch der $vi_{13/2}$ -Einteilchenzustand sollte mit zunehmender Protonenzahl oberhalb $Z=64$ energetisch abgesenkt werden.

Beim ^{147}Gd konnte die Konfigurationsbeimischung des $vi_{13/2}$ -Einteilchenzustandes auf ca. 30% abgeschätzt werden [DAL80]. Aufgrund der geringen Zerfallsstärke

$$B(E3, 13/2^+ \rightarrow 7/2^-) = 35 B_W$$

im $^{151}\text{Er}_{83}$ sollte hier die $vi_{13/2}$ -Konfigurationsbeimischung ca. 55% betragen.

Beim $^{151}\text{Er}_{83}$ fällt in der $N=83$ Isotonenkette (Fig. 10.6) der $vh_{9/2}$ - unterhalb den $13/2^+$ -Zustand. Dadurch ist in Konkurrenz zum E3-1140-keV-Grundzustandszerfall ein M2-Übergang mit 338 keV zum $vh_{9/2}$ -Zustand bei 802 keV möglich. Da beide Zustände signifikanten Einteilchenbeitrag besitzen, ist der Vergleich der experimentellen $vi_{13/2} \rightarrow vh_{9/2}$ M2-Übergangsstärke mit der Theorie sehr interessant, zumal nur sehr wenige Fälle dieser M2-Einteilchenübergänge bekannt sind.

Bei unseren Experimenten konnten wir die 338-keV-Linie in Koinzidenz mit dem 802-keV-Grundzustandsübergang nachweisen. Die gemessene Halbwertszeit stimmt mit dem $27/2^-$ -Isomerenzerfall überein. Mit der bekannten Halbwertszeit von 10(3) ns des $13/2^+$ -Zustandes und unserem gemessenen 0,96(20)% Verzweigungsverhältnis können wir die M2-Übergangsstärke berechnen zu:

$$B(M2, 13/2^+ \rightarrow 9/2^-) = 11(4) \mu_N^2 \text{ fm}^2 \quad \text{oder} \quad 0,24 B_W(M2).$$

Die theoretische $vi_{13/2} \rightarrow vh_{9/2}$ Einteilchenübergangsstärke ergibt sich zu

$$\begin{aligned} B_{SP}(M2, vi_{13/2} \rightarrow vh_{9/2}) &= \frac{1}{14} \langle vh_{9/2} || M2 || vi_{13/2} \rangle^2 \\ &= \frac{225}{143\pi} \langle vh_{9/2} | r | vi_{13/2} \rangle^2 g_S(v)^2 \mu_N^2 \\ &= 222 \mu_N^2 \text{ fm}^2 \quad \text{oder} \quad 4,74 B_W(M2). \end{aligned}$$

Dabei wurde $g_S(v) = -3,826$ und der abgeschätzte Wert $\langle vh_{9/2} | r | vi_{13/2} \rangle = 5,5 \text{ fm}$ [BLO87] benutzt. Daraus entsteht eine M2-Retardierung zu

$$B_{\text{exp}}/B_{SP} = 0,050.$$

Die Ursache für die Reduzierung der Übergangsstärke kann aus zwei Effekten resultieren:

1. Der $13/2^+$ -Zustand und der $9/2^-$ -Zustand besitzen keinen reinen Einteilchencharakter. Dies wurde oben schon erwähnt. Wir werden diese Korrektur berücksichtigen.
2. Core-Polarisation reduziert den Spin-Magnetismus. Dies ist ein mehr fundamentaler Effekt, der in allen Kernen beobachtet werden sollte.

Mit den oben erwähnten Abschätzungen für die Konfigurationsmischungen des $13/2^+$ ($vi_{13/2} + vf_{7/2} \times 3^-$)- und des $9/2^-$ ($vh_{9/2} + vf_{7/2} \times 2^+$)-Zustandes erhalten wir eine korrigierte M2-Übergangsstärke von

$$B_{\text{exp}}^{\text{cor}} / B_{SP} \cong 0,10$$

Unser Resultat kann mit dem analogen 644 keV $vj_{15/2} \rightarrow vi_{11/2}$ M2-Übergang in ^{209}Pb verglichen werden. Hier ergibt sich die experimentelle Übergangsstärke zu [ELL69]:

$$B(M2, 15/2^+ \rightarrow 11/2^-) = 34(9) \mu_N^2 \text{ fm}^2 \quad \text{oder} \quad 0,58 B_W(M2).$$

Die theoretische Einteilchenübergangsstärke $vj_{15/2} \rightarrow vi_{11/2}$ ist:

$$B_{SP}(M2, vj_{15/2} \rightarrow vi_{11/2}) = 299 \mu_N^2 \text{ fm}^2 \quad \text{oder} \quad 5,14 B_W(M2).$$

Dabei wurde der abgeschätzte Wert $\langle v_{i_{11/2}} | r | v_{j_{15/2}} \rangle = 6,3 \text{ fm}$ benutzt. Für ^{209}Pb ergibt das Verhältnis

$$B_{\text{exp}}/B_{\text{SP}} = 0,11$$

Auch in diesem Fall ist der $15/2^-$ -Zustand eine Konfigurationsmischung aus $v_{j_{15/2}}$ -Einteilchen- und $vg_{9/2} \times 3^-$ -Oktupolanregung, deren Anteil ca. 35 % [ELL69] beträgt. Das korrigierte Verhältnis von $B_{\text{exp}}^{\text{cor}}/B_{\text{SP}} \cong 0,17$ in ^{209}Pb wird daher etwas größer als $\cong 0,10$ in ^{151}Er . Betrachtet man die Unsicherheiten der experimentellen Werte, ist in beiden Fällen die Übereinstimmung befriedigend.

Ungeachtet des interessanten Problems des Quenchings der elektromagnetischen Übergangsstärke kann die Kenntnis dieses Wertes die Identifizierung von $i_{13/2}^-$ und $h_{9/2}$ -Neutronen in komplexen Konfigurationen bei hoher Anregungsenergie ermöglichen. Ein Beispiel hierfür ist das 1,5-ns-Isomer in ^{148}Gd bei 6,8 MeV [LUN86], das mit M2 zum $(\pi h_{11/2}^2 \nu f_{7/2} h_{9/2}) 18^+$ -Zustand zerfällt. Der gemessene $B(M2)$ -Wert von $0,46 B_W$ legt eine $(\pi h_{11/2}^2 \nu f_{7/2} i_{13/2}) 20^-$ -Konfiguration des Isomers fest. Der etwa doppelt so große Wert der Übergangsstärke im Vergleich zum ^{151}Er läßt darauf schließen, daß der $v_{i_{13/2}}$ -Zustand im 20^- -Isomer keine Oktupolbeimischung besitzt.

10.3 Betazerfall des $27/2^-$ -Isomers in ^{151}Er

Ein bemerkenswertes neues Resultat unserer Untersuchungen stellt die Identifikation des GT-Betazerfallszweigs im $27/2^-$ -Isomer dar. Damit konnte erstmals die Existenz eines betazerfallenden Vielteilchenisomers oberhalb $A=100$ nachgewiesen werden. Die $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten in Fig. 10.7 zeigen die Übergänge der Yrastkaskaden [GIZ81] in der $^{151}\text{Ho}_{84}$ -Tochter bis zu einem Spin von $27/2^-$ in Koinzidenz mit der 511-keV-Vernichtungsstrahlung. In Tabelle 10.1 sind sieben Linien in $^{151}\text{Ho}_{84}$ aufgelistet, die wir sowohl aufgrund der gemessenen Halbwertszeiten als auch der Koinzidenzen dem GT-Zerfall des $27/2^-$ -Isomers zuordnen konnten. Ein Vergleich der Intensitäten der Übergänge unterhalb des $23/2^-$ -Niveaus bei 1684 keV in der $^{151}\text{Ho}_{84}$ -Tochter zur Intensität der 1140-keV-Linie in ^{151}Er ergibt ein Verzweigungsverhältnis von

$$\frac{I_{\text{GT}}}{I_{\text{GT}} + I_{\text{E3}}} = 4,7(3)\%.$$

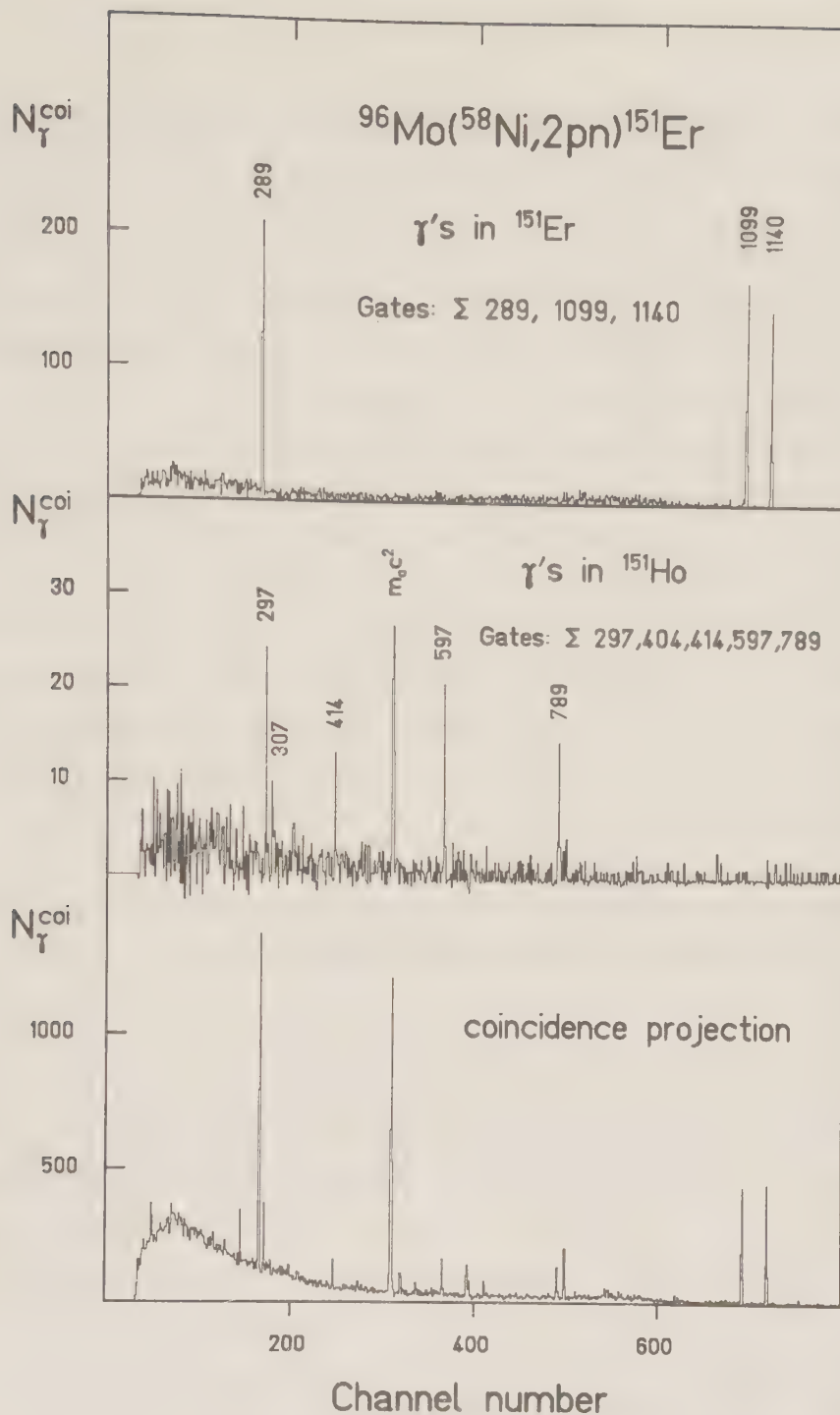


Fig. 10.7

$\gamma\gamma$ -Koinzidenz Spektren für den Zerfall des Hochspinisomers in ^{151}Er . Die beiden oberen Bilder zeigen die Übergänge in ^{151}Er bzw. ^{151}Ho . Der koinzidente Nachweis der 511-keV-Linie der Vernichtungsstrahlung mit den Yrast-Übergängen im ^{151}Ho ist ein wichtiger zusätzlicher Beweis für den Betazerfall des Hochspinisomers. Im Bild unten ist die Koinzidenzprojektion im Vergleich gezeigt.

In der Annahme, daß der Betazerfall nur die Niveaus zwischen 1684 und 2227 keV bevölkert, erhält man eine GT-Stärke von $\log ft = 4,3$. Dieser Wert ist wesentlich größer als der im $^{150}\text{Er}_{82}$ -Grundzustandszerfall gemessene Wert von 3,6 (vergleiche Kapitel 8.2). In beiden Fällen zerfällt eines der vier $h_{11/2}$ -Valenzprotonen. Das zusätzliche $f_{7/2}$ -Neutron im $^{151}\text{Er}_{83}$ 27/2⁻-Isomer ist bezüglich des Betazerfalls nur Beobachter. Diese GT-Stärkediskrepanz weist darauf hin, daß in Wirklichkeit der Zerfall komplizierter sein muß, als in der oben beschriebenen naiven Annahme.

Eine einfache Überlegung kann dies verdeutlichen. Der Zerfall eines $(\pi h_{11/2}^2) 0^+$ -Paares führt zu Zuständen mit Seniorität $v_p = 1$ mit Spin 25/2 und 27/2 zwischen 2 und 3 MeV Anregung. Die vollkommen ausgerichtete $[\pi h_{11/2} \nu h_{9/2} f_{7/2}]$ 27/2⁻-Konfiguration bei 2,227 MeV Anregung im ^{151}Ho ist einer der Zustände, die direkt bevölkert werden sollten. Durch den Zerfall eines 0^+ -Protonenpaares werden dagegen Zustände mit Seniorität $v_p = 3$ bevölkert, deren Anregungsenergie wegen des Aufbrechens eines zusätzlichen Protonenpaares ca. 2 MeV höher liegen müßten. Hier sollte der Betazerfall wohl einige 25/2⁻-, 27/2⁻- und 29/2⁻-Zustände bevölkern können. Die größere Anzahl der Endzustände läßt sogar eine größere Stärke in die Zustände mit Seniorität $v_p = 3$ erwarten.

Diese qualitative Betrachtung läßt darauf schließen, daß aufgrund der hohen Niveaudichte und starken Verzweigungen der γ -Abregung viele Übergänge zu Niveaus oberhalb 2,2 MeV im $^{151}\text{Ho}_{84}$ experimentell nicht beobachtet werden konnten, die durch nachfolgende γ -Übergänge die tiefliegenden Niveaus mit $I \leq 19/2$ bevölkern. Das erklärt auch die scheinbare Fütterung des 23/2⁻-Yrastzustandes bei 1684 keV, obwohl in diesen Zustand kein erlaubter GT-Zerfall möglich ist (Fig.10.5). Ebenso kann der scheinbare $\log ft$ -Wert in die höheren 25/2⁻- und 27/2⁻-Niveaus durch γ -Fütterung aus Zuständen mit Seniorität $v_p = 3$ verfälscht werden. Die schraffierten Flächen in Fig.10.5 sollen ungefähr die Anregungsenergien der vom GT-Betazerfall direkt gefütterten Niveaus wiedergeben.

10.4 Betazerfall des 27/2⁻-Isomers in ^{149}Dy

Im Gegensatz zum recht komplizierten Betazerfall des Fünftelchen-Hochspinisomers in ^{151}Er sollte ein Betazerfall des Dreiteilchenisomers in ^{149}Dy nach dem extremen Einteilchenmodell nur durch eine Umwandlung eines ungepaarten $h_{11/2}$ -Protons in ein $h_{9/2}$ -Neutron möglich sein. Dies führt zu Zuständen mit Seniorität $v_p = 1$ bei 2 bis 3 MeV Anregungsenergie im Tochterkern. Die erwartete wenig komplexe Zerfallscharakteristik sollte einen direkten Vergleich mit Schalenmodellrechnungen zulassen.

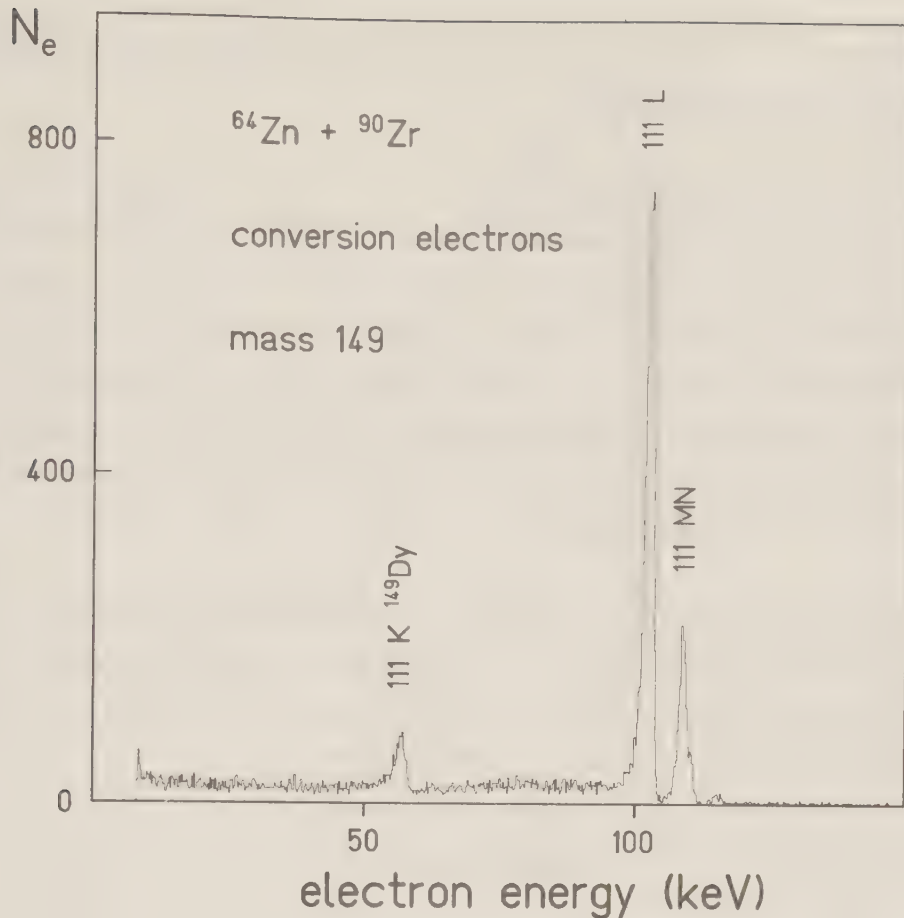


Fig. 10.8 Konversionselektronen-Spektrum des isomeren E3-Übergangs des $27/2^-$ -Hochspinisomers in ^{149}Dy . Die Meßzeit betrug 1,1 h in einem symmetrischen 1,2/1,2-s-Sammelzeit/Meßzeit-Zyklus.

In unseren ersten Experimenten konnten wir hochreine ^{149}Dy -Quellen in einer $^{90}\text{Zr}(^{64}\text{Zn}, 4\text{pn})$ - und $^{89}\text{Y}(^{64}\text{Zn}, 3\text{pn})$ -Reaktion (Fig. 10.1) an der GSI mit Raten von ca. 10^3 Atomen/s produzieren. Röntgen- und γ -Strahlung, sowie Konversionselektronen wurden mit der in Kapitel 10.2. beschriebenen Versuchsanordnung spektroskopiert. Messungen der Konversionselektronen des isomeren Übergangs (Fig.10.8) bestätigten den E3-Charakter der Strahlung [DAL80].

Neben den bereits bekannten internen Übergängen [STE76] zeigten unsere Daten auch in diesem Kern eine klare Evidenz für den Betazerfall des $27/2^-$ -Isomers (Fig.10.9). In den Singles-Spektren konnten wir die vier bekannten Übergänge der Yrastkaskade aus dem $(\pi h_{11/2} \nu f_{7/2} h_{9/2})$ $27/2^-$ -Zustand und einen 361-keV-Übergang, der das $27/2^-$ -Niveau aus

einem möglichen $25/2^-$ -Zustand bevölkert, identifizieren. Die Statistik der Daten erlaubte jedoch keine Koinzidenzrelationen.

Weiterführende Experimente mit wesentlich verbesserter Zählstatistik konnten an der ISOLDE-II-Anlage an CERN durchgeführt werden. Durch Beschuß von 600-MeV-Protonen auf ein Tantalfolientarget konnte das Hochspinisomer mit einer sehr hohen Ausbeute produziert werden. Bei Masse $A=149$ ist Dysprosium eines der am stärksten produzierten Radionuklide. Wegen der starken isobarischen Verunreinigungen bei Spallationsreaktionen ist dies eine wichtige Voraussetzung für detaillierte γ -spektroskopische Untersuchungen. Die Messungen wurden mit zwei coaxialen Germaniumdetektoren mit ca. 30% relativer Effizienz durchgeführt.

Die Daten mit hoher Zählstatistik bestätigten die Ergebnisse der GSI-Messungen: Die im Betazerfall gespeisten γ -Kaskaden in $^{149}\text{Tb}_{84}$ konnten in den Singles-Daten als auch durch die erforderlichen Koinzidenzrelationen nachgewiesen werden. Für das Beta-Verzweigungsverhältnis [KLE87B] ergab sich ein Wert von

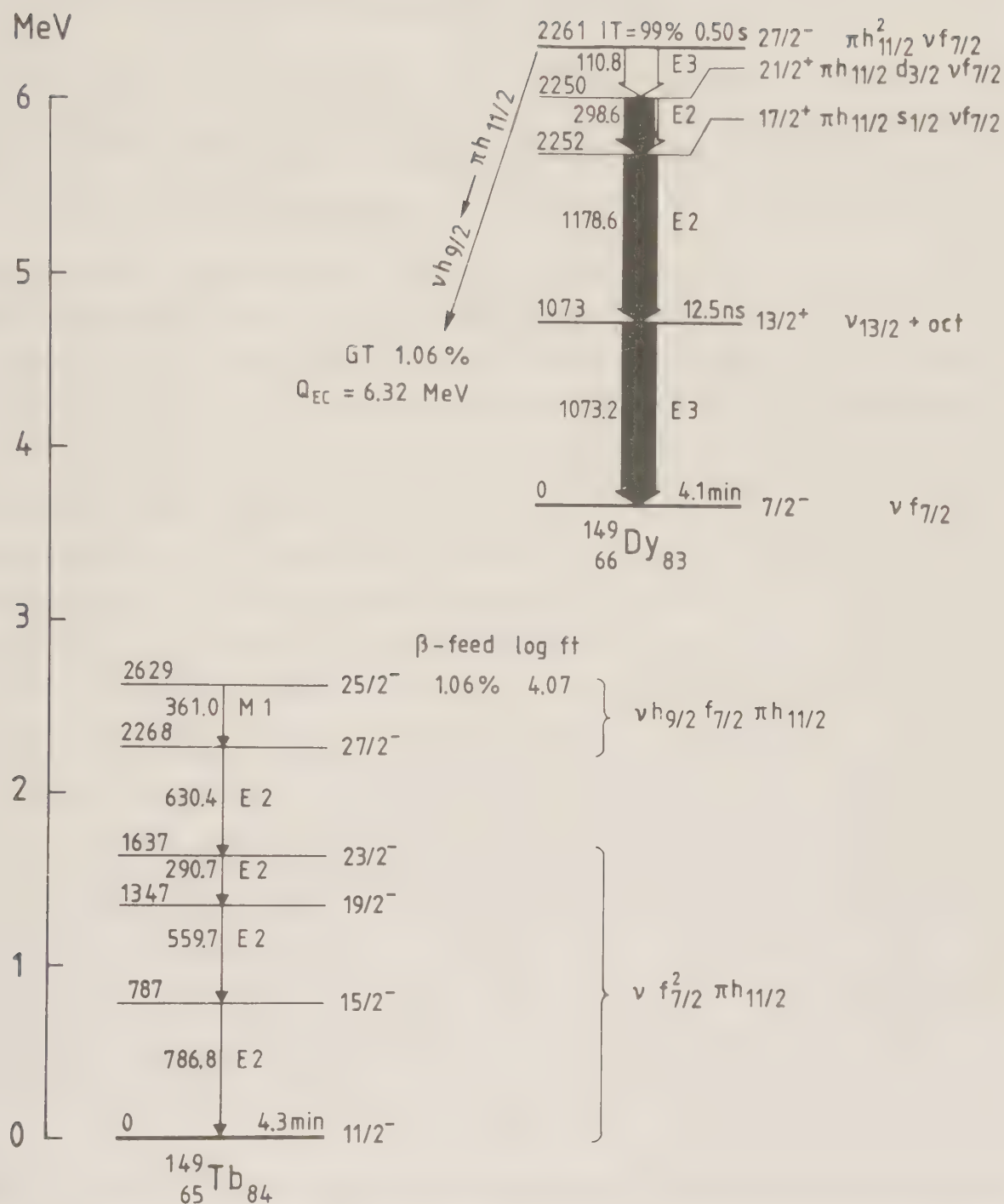
$$\frac{I_{\text{GT}}}{I_{\text{GT}} + I_{\text{E3}}} = 1,06(15)\%.$$

Trotz der wesentlich besseren Statistik dieser Daten wurden keine zusätzlichen Übergänge gegenüber den GSI-Daten gefunden. Alle Linien zeigten die gleiche Intensität. Daraus schließen wir, daß nahezu die gesamte Betaintensität das $25/2^-$ -Niveau, 361 keV oberhalb des $(\pi h_{11/2} \nu f_{7/2} h_{9/2})27/2^-$ Yrast-Zustands, speist.

Die GT-Stärke des Betazerfalls aus dem Hochspinisomer ergibt sich zu $\log ft = 4,07(7)$ oder

$$B(\text{GT}, 27/2^- \rightarrow 25/2^-) = 0,35(6)$$

Ein Vergleich zum Grundzustandszerfall des Nachbarkerns $^{148}\text{Dy}_{82}(0^+ \rightarrow 1^+)$ mit einer GT-Stärke von $B(\text{GT}, 0^+ \rightarrow 1^+) = 0,44(3)$ (vergleiche Kapitel 8.1) zeigt eine Übereinstimmung innerhalb 25% .



Zerfallsschema des 27/2⁺-Isomers in ¹⁴⁹Dy. Der Q_{EC}-Wert für ¹⁴⁹Dy ist Ref. [RUB86] entnommen.

10.5 Suche nach einem $27/2^-$ -Hochspinisomer in ^{153}Yb

Eine Untersuchung des $27/2^-$ -Isomers in ^{153}Yb mit sechs Protonen oberhalb ^{146}Gd erscheint sehr interessant, da wegen des höheren Q_{EC} -Werts und auch wegen der größeren Anzahl der $h_{11/2}$ -Protonen ein stärkerer Betazerfallszweig erwartet wird. Ein Studium des GT-Zerfalls wäre dadurch erheblich erleichtert.

In unseren Experimenten an der GSI haben wir ^{153}Yb durch die Reaktion $^{92}\text{Mo}(^{64}\text{Zn}, 2\text{pn})$ (Fig. 10.1) hergestellt. Die Produktion von ^{153}Yb konnten wir durch den Nachweis von starken Thulium-Röntgenstrahlen als auch durch die Beobachtung von betaverzögerten γ -Übergängen in ^{153}Tm nachweisen. Unsere Daten zeigten jedoch keine Evidenz für die Existenz eines Hochspinisomers ($T_{1/2} > 0,1 \text{ s}$). Es wurden weder die in den ^{149}Dy - und ^{151}Er -Experimenten gefundenen charakteristischen E2-E2-E3 γ -Kaskade noch Ytterbium-Röntgenstrahlen aus einer E3-Konversion nachgewiesen. Das Elektronenspektrum zeigte keinen stark konvertierten Übergang mit kurzer Halbwertszeit. Die Yrastübergänge im $N=84$ Kern ^{153}Tm [RAT84], die nach einem Betazerfall des $27/2^-$ -Hochspinisomers emittiert werden sollten, blieben ebenso unbeobachtet. Aus diesen Fakten schließen wir, daß in ^{153}Yb kein den benachbarten $N=83$ Kernen analoges Hochspinisomer existiert.

Dieses zunächst scheinbar überraschende negative Resultat kann leicht anhand des Schalenmodells erklärt werden. Wie bereits in der Einleitung dieses Kapitels angedeutet, ist für die Bildung eines Vielteilchen-Schalenmodellisomers die stark anziehende π - ν -Restwechselwirkung verantwortlich, die den Zustand mit drei völlig ausgerichteten Nukleonen erheblich absenkt. In den beiden $27/2^-$ -Isomeren in ^{149}Dy und ^{151}Er bewirkt die stark anziehende $(\pi h_{11/2}^2 \nu f_{7/2})$ 9^+ -Teilchen-Teilchenwechselwirkung eine solche Energieabsenkung des $[(\pi h_{11/2}^2)_{10+} \nu f_{7/2}]$ $27/2^-$ -Zustands, daß das Niveau mit maximalem Spin unterhalb den benachbarten $(10^+ \times 7/2^-)$ -Multiplettmitgliedern und auch unterhalb dem $[(\pi h_{11/2}^2)_{8+} \nu f_{7/2}]$ $23/2^-$ -Niveau erscheint. Die $27/2^-$ -Zustände können nur durch einen E3-Übergang zerfallen und werden dadurch zum Isomer. Im Kern ^{153}Yb ist die $\pi h_{11/2}$ -Schale ca. halb gefüllt (vergl. ^{152}Yb , Kapitel 11.4). Nach der Regel von Paar (vergl. Kapitel 6) verschwindet jedoch die 9^+ -Restwechselwirkung in der Schalenmitte, so daß die Energieabsenkung aufgehoben wird und der $27/2^-$ -Zustand durch Dipol- oder Quadrupolstrahlung zerfallen kann.

In dem $N=51$ Kern ^{95}Ru zwei Protonen oberhalb dem eingangs erwähnten ^{93}Mo ist kein analoges $21/2^+$ -Hochspinisomer bekannt. Auch hier könnte der gleiche Effekt aufgetreten

sein, daß die Energieabsenkung nicht ausreicht, um den Zustand zum Isomer werden zu lassen.

10.6 Beschreibung der Hochspinzustände durch eine Schalenmodellanalyse

Die Beschreibung von Zuständen in schweren Kernen nach dem Schalenmodell funktioniert nur gut in sphärischen Kernen in der Nähe der doppelten Schalenabschlüsse. Die im allgemeinen sehr komplizierte Drehimpulskopplung von Vielteilchenkonfigurationen kann wesentlich vereinfacht werden durch eine Zerlegung der Wellenfunktion in zwei Anteile: Die Kopplung einer großen Anzahl von Nukleonen zu einem doppelt magischen Core und einige Valenznukleonen, die sich auf wohldefinierten Orbitalen bewegen. Trotzdem besteht im allgemeinen ein bestimmter Zustand nicht ausschließlich aus einer einzigen Konfiguration der Valenznukleonen, vielmehr liegt im Normalfall eine komplizierte Mischung aus unterschiedlichen Kopplungen zu gleichem Spin und Parität vor. Es gibt jedoch einige besonders interessante Fälle, die im wesentlichen nur eine einzige Konfiguration besitzen. Solche Zustände zeichnen sich dadurch aus, daß die Energiedifferenz zu den nächsten Niveaus mit gleichem Spin und Parität besonders groß ist. Ein Beispiel hierfür sind die 10^+ -Yrastzustände in den $N=82$ gg-Kernen oberhalb ^{146}Gd . Sie werden gebildet aus der Kopplung von zwei vollkommen ausgerichteten $h_{11/2}$ -Valenzprotonen. Die Energie dieser Niveaus liegt unterhalb 3 MeV. Das Schalenmodell erlaubt keine andere Möglichkeit einen 10^+ -Zustand aus zwei ungepaarten Protonen zu erzeugen. Es müßte ein zusätzliches Nukleonenpaar aufgebrochen werden. Die so gebildeten Zustände liegen ca. 2 MeV höher. Die in diesem Kapitel betrachteten $27/2^-$ -Vielteilchen-Hochspininomere in den $N=83$ Kernen sind weitere Beispiele für Zustände mit besonders reiner Konfiguration. Das Schalenmodell erlaubt auch hier keine weiteren $27/2^-$ -Zustände mit vergleichbar niedriger Anregungsenergie.

Für solche Mehrteilchenzustände, deren Wellenfunktion im wesentlichen aus einer einzigen Konfiguration gebildet wird, haben Blomqvist, Kleinheinz und Daly [BLO83] eine Schalenmodellanalyse mit empirischen Wechselwirkungen entwickelt, die sich auf ältere Arbeiten von Talmi und Mitarbeitern stützt [TAL62, SHA63]. Die Mehrteilchen-Konfigurationen werden nach den Regeln der Drehimpulskopplung in einfachere Konfigurationen zerlegt, die zu spezifischen Niveaus in den Nachbarkernen gehören. Die Summe der

absoluten Energien (Grundzustandsmasse M_0 + Anregungsenergie E_x) aller betrachteten Niveaus muß dabei Null ergeben.

$$\sum (M_0 + E_x) = 0$$

Ein Beispiel für eine solche Zerlegung ist für den $(\pi h_{11/2}^2 \nu f_{7/2})$ $27/2^-$ -Zustand von ^{149}Dy in Fig. 10.10 schematisch dargestellt. Jede Wechselwirkung des Mehrteilchenzustands wird in der Zerlegung genau einmal berücksichtigt. Gleichzeitig muß die Erhaltung der Protonen- und Neutronenzahl und der Cores beachtet werden.

Für die Anregungsenergie des $27/2^-$ -Isomers in ^{149}Dy ergibt die Schalenmodellanalyse (Fig.10.9)

$$E_{27/2, \text{Dy}_{83}}^{\text{calc}} = E_{10, \text{Dy}_{82}} + 2 \cdot 7/18 E_{8, \text{Tb}_{83}} + S = 2659 \text{ keV.}$$

Der Faktor 7/18 ergibt sich aus den Regeln der Drehimpulskopplung. Die Massenfunktion S [BLO83] beträgt

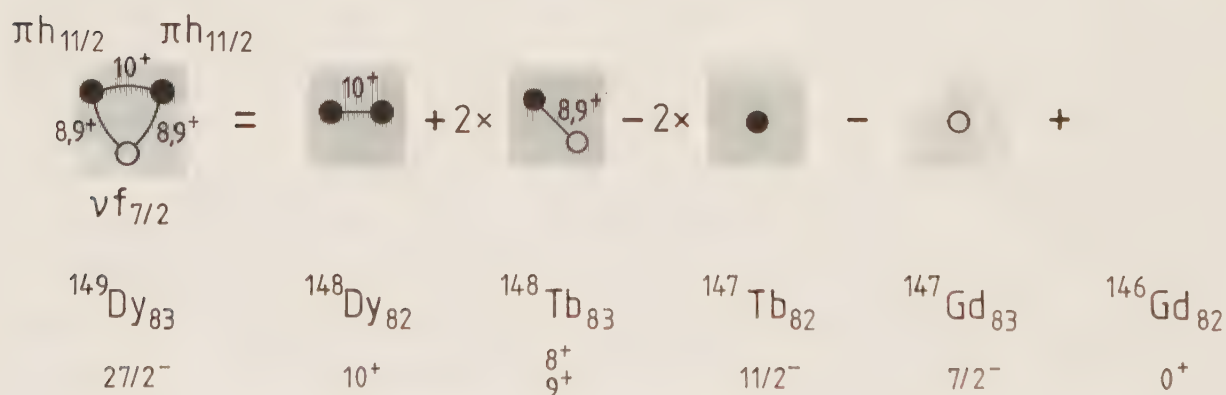


Fig. 10.10 Zerlegung des $(\pi h_{11/2}^2 \nu f_{7/2})$ $27/2^-$ -Zustands in ^{149}Dy . Die vollen und offenen Kreise repräsentieren Protonen bzw. Neutronen. Die Linien stellen die Kopplungen zwischen den Nukleonen dar. Die Quadrate markieren das ^{146}Gd -Core. Die Anregungsenergien sind der Literatur entnommen; die Grundzustandsmassen stammen aus Ref [RUB86].

$$S = M_{\text{Dy}_{82}} + 2M_{\text{Tb}_{83}} + M_{\text{Gd}_{82}} - (M_{\text{Dy}_{83}} + 2M_{\text{Tb}_{82}} + M_{\text{Gd}_{83}}) = -383(90) \text{ keV.}$$

Der Fehler stammt aus der Unsicherheit der Grundzustandsmassen [RUB86]. Ein Vergleich zur experimentellen Anregungsenergie von $E_x = 2661 \text{ keV}$ ergibt eine Abweichung von nur 2 keV. Die geringe Differenz ist wohl eher zufällig. Zum Teil kann dies darauf zurückzuführen werden, daß die experimentelle Anregungsenergie dieses Isomers in der Schalenmodellanalyse zur Massenbestimmung mitverwendet wurde [RUB86].

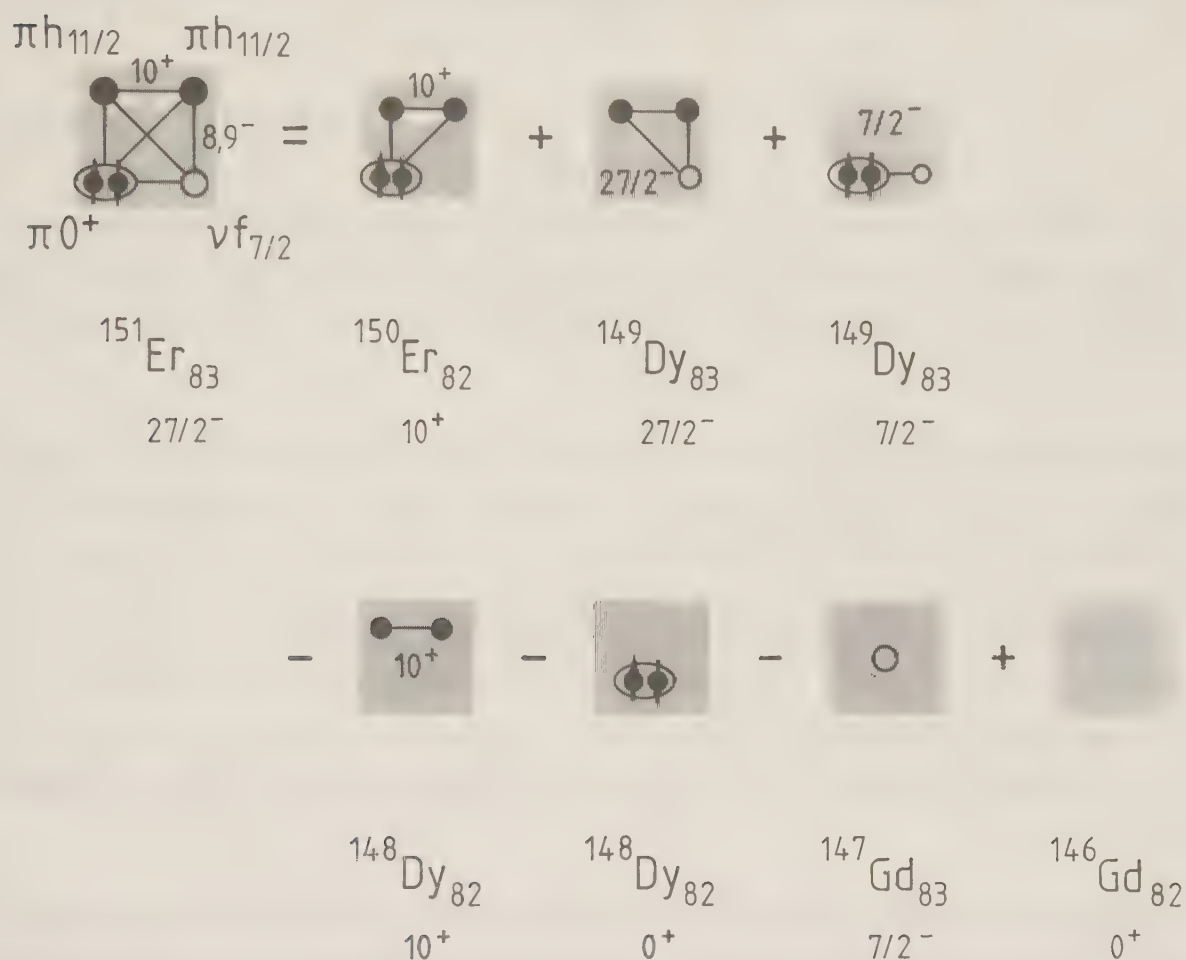


Fig. 10.11 Zerlegung des $27/2^-$ -Zustandes in ^{151}Er . Das 0^+ -Protonenpaar wird in dieser Darstellung als Einheit betrachtet.

Fig. 10.11. zeigt die Zerlegung des analogen Fünfteilchen- $27/2^-$ -Isomers in ^{151}Er . Das 0^+ -Protonenpaar wird der Einfachheit halber als Einheit betrachtet. Für Konfigurationen

mit mehr als drei Teilchen ergeben sich viele Möglichkeiten der Zerlegung [BLO83]. Wenn man sowohl das 0^+ -Protonenpaar als auch die $(h_{11/2}^2)$ 10^+ -Konfiguration intakt hält, gibt es nur eine mögliche Zerlegung. Unter Benutzung der in der Figur dargestellten bekannten Zustände E_{I,Z_N} von Kernen oberhalb $^{146}_{64}\text{Gd}_{82}$ ergibt sich folgende Anregungsenergie für das $27/2^-$ -Isomer

$$E_{27/2, \text{Er}_{83}}^{\text{calc}} = E_{10, \text{Er}_{82}} + E_{27/2, \text{Dy}_{83}} - E_{10, \text{Dy}_{82}} + S = 2531 \text{ keV.}$$

Dieser Wert ist um 55 keV kleiner als der experimentelle Wert. Die Massenfunktion S ist hier

$$S = M_{\text{Er}_{82}} + 2M_{\text{Dy}_{83}} + M_{\text{Gd}_{82}} - (M_{\text{Er}_{83}} + 2M_{\text{Dy}_{82}} + M_{\text{Gd}_{83}}) = -7(240) \text{ keV.}$$

Die Massen wurden aus Ref. [RUB86] entnommen. Dafür, daß die Unsicherheit der Grundzustands-Massenwerte in zwei Fällen größer als 100 keV beträgt und die meisten Massen nur aus der oben genannten Schalenmodell-Zerlegung abgeleitet sind, ist die Übereinstimmung mit dem Experiment gut.

Die Anwendbarkeit einer solchen Analyse zeigt, wie gut das Schalenmodell in der Gegend um ^{146}Gd funktioniert. Umgekehrt betrachtet können die experimentellen Anregungsenergien aus Mehrteilchenzuständen mit reiner Konfiguration dazu beitragen, die Grundzustandsmassen präziser abzuleiten [BLO83]. Insbesondere liefert eine Messung der Isomerenanregungsenergie von $^{151}\text{Er}_{83}$ wichtige Eingabedaten für eine genauere Bestimmung der $^{150}\text{Er}_{82}$ - und $^{151}\text{Er}_{83}$ -Massen. Es wäre interessant, die Anregungsenergie des analogen $27/2^-$ -Dreiteilchenzustands im $^{153}\text{Yb}_{83}$ durch In-Beam-Experimente zu erhalten. Dadurch könnte die Grundzustands-Massensystematik auf Ytterbium ausdehnt werden.

In der Gegend oberhalb $^{90}\text{Zr}_{50}$ ist meines Wissens nach eine solche Schalenmodellanalyse bisher nicht durchgeführt worden. Hier sind im Gegensatz zu den Kernen oberhalb ^{146}Gd die Massen sehr genau bekannt, da die Kerne unmittelbar an der Stabilitätslinie liegen. Für die Anregungsenergie des $21/2^+$ -Isomers in $^{93}_{42}\text{Mo}_{51}$ ergibt sich

$$E_{21/2, \text{Mo}_{51}}^{\text{calc}} = E_{8, \text{Mo}_{50}} + 2 \cdot 5/28 E_{6, \text{Nb}_{51}} + S = 2433 \text{ keV.}$$

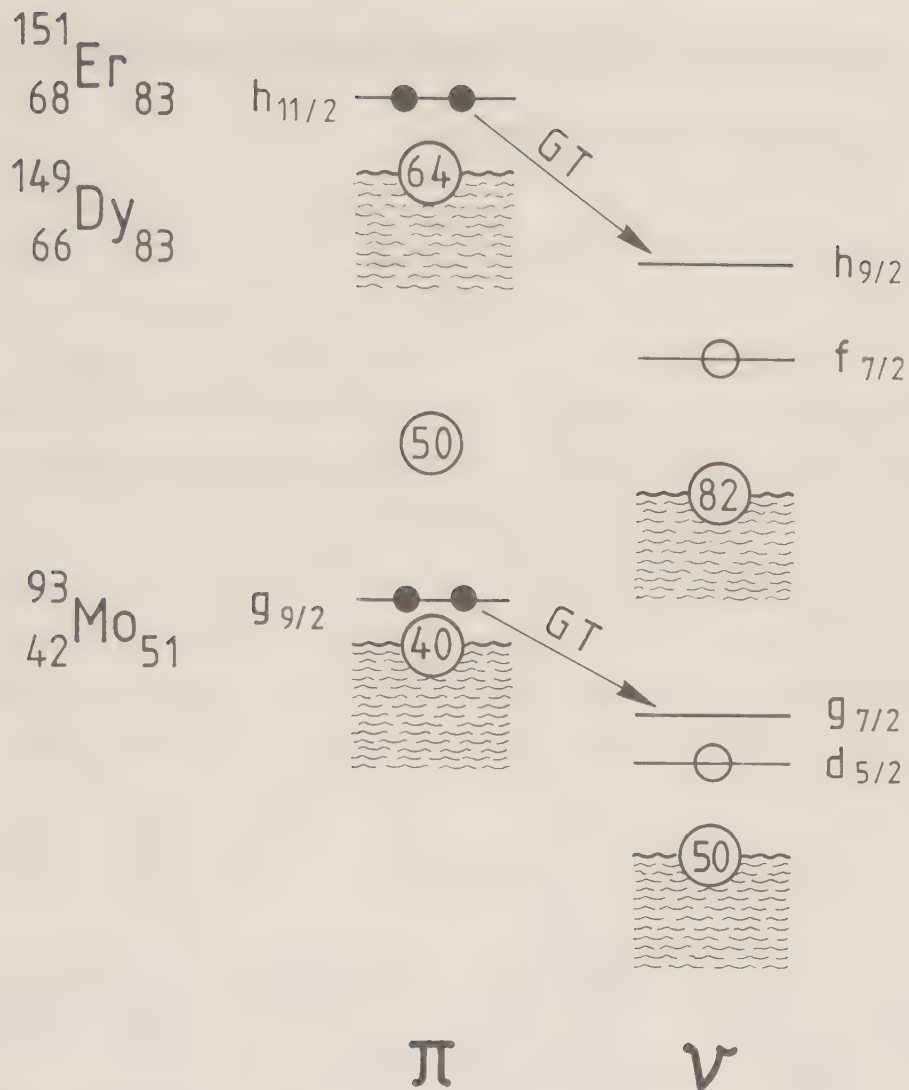


Fig. 10.12 Schematische Darstellung der Zerfälle der Hochspinisomere oberhalb ^{146}Gd und ^{90}Zr im Einteilchendiagramm.

Diese ist um nur 8 keV größer als der experimentelle Wert von 2425 keV. Die benötigten Anregungsenergien sind entnommen aus [LED78]. Die Massenfunktion S beträgt

$$S = M_{\text{Mo}_{50}} + 2M_{\text{Nb}_{51}} + M_{\text{Zr}_{50}} - (M_{\text{Mo}_{51}} + 2M_{\text{Nb}_{50}} + M_{\text{Zr}_{51}}) = -509(9) \text{ keV}.$$

Die Massen stammen aus der Tabelle von Wapstra [WAP85]. Die Übereinstimmung der berechneten Anregungsenergie mit dem experimentellen Wert ist exzellent und innerhalb der Fehler der Grundzustandsmassen.

10.7 Analogie der betazerfallenden Hochspinisomere in der 1g-Schale und 1h-Schale

Die Darstellungen in Fig. 10.12 und 10.13 sollen noch einmal die Analogie der Hochspinzerfälle von ^{149}Dy und ^{151}Er zum ^{93}Mo Zerfall [MAY78] hervorheben, wo alle Quantenzahlen um eins kleiner sind. In allen Fällen wird das Hochspinisomer durch eine völlige Ausrichtung zweier Protonen in einem Orbital mit großem j und einem Valenzneutron im ersten Orbital oberhalb des Hauptschalenabschlusses gebildet. Auf den Betazerfall hat das Valenzneutron keinen Einfluß, ist jedoch wegen der stark anziehenden Teilchen-Teilchen- π - ν -Restwechselwirkung Voraussetzung für die Bildung des Hochspinisomers. Diese Restwechselwirkung senkt den völlig ausgerichteten $\pi_{J_{\max}} \times \nu$ Zustand unterhalb den $\pi_{J_{\max}-2} \times \nu$ Zustand ab, so daß ein schneller E2-Übergang zwischen diesen Niveaus ausgeschlossen ist. Der GT-Betazerfall findet jeweils zwischen Spin-Orbit Partnern statt, indem ein $j_>$ -Valenzproton in die leere $j_<$ -Neutronenschale zerfällt. Der analoge Charakter ist auch an den Yrast-Zuständen der Tochter erkennbar.

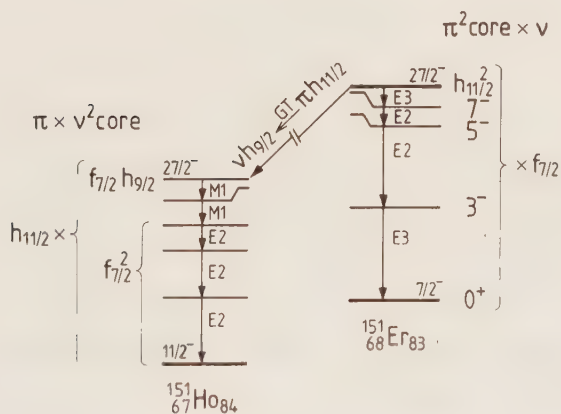
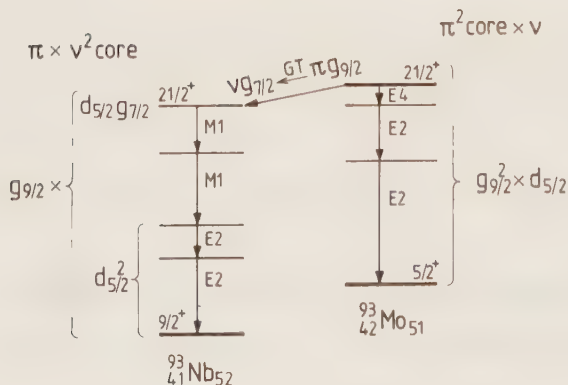


Fig. 10.13

Synopsis der Zerfälle der Hochspinisomere in ^{151}Er und ^{93}Mo .



11.0 Die Gamow-Teller-Betastärke

11.1 Einführung

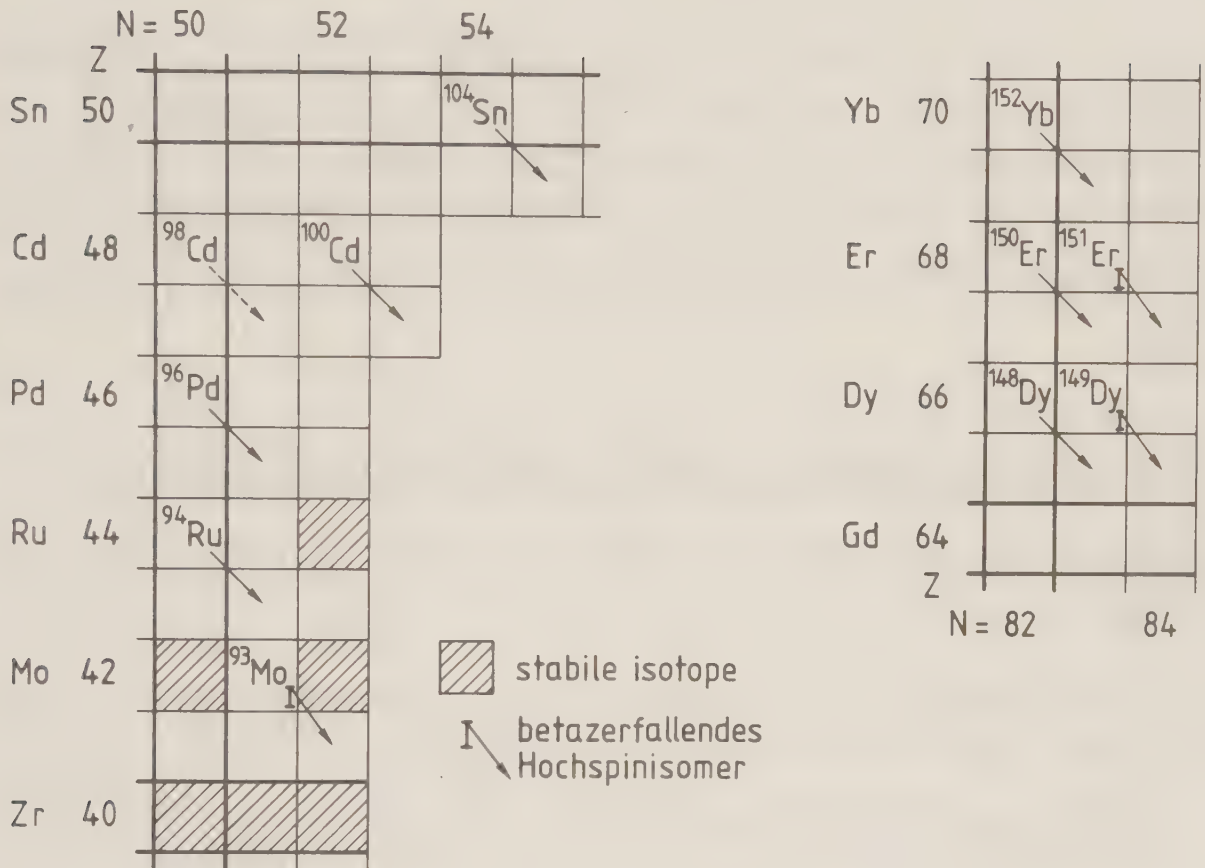


Fig. 11.1 Ausschnitte aus der Nuklidkarte zwischen ^{90}Zr und ^{100}Sn und oberhalb ^{146}Gd zeigen die in diesem Kapitel diskutierten GT-Betazerfälle.

Für eine quantitative Diskussion der Betastärke von GT-Übergängen zwischen Spin-Orbit-Partnern liegen nun umfangreiche Daten vor, die in diesem Kapitel mit theoretischen Schalenmodellrechnungen verglichen werden sollen. Präzise Schalenmodellvorhersagen sind vor allem am Schalenabschluß möglich. Im folgenden werden zunächst die aus dem extremen Einteilchenschalenmodell berechneten Betastärken betrachtet. Vorhersagen dieses vereinfachten Modells werden durch Kor-

rekturfaktoren aufgrund verschiedener Effekte verbessert. Theoretische Rechnungen existieren für die Zerfälle der $N=50$ und $N=82$ Kerne oberhalb ^{90}Zr und ^{146}Gd . Fig. 11.1 zeigt die in dieser Arbeit betrachteten Zerfälle von gg-Kernen am $N=50$ und $N=82$ Neutronenschalenabschluß. Für ^{98}Cd und ^{100}Sn liegen jedoch noch keine (ausreichenden) Daten vor, so daß im folgenden die Daten der benachbarten gg-Kerne ^{100}Cd und ^{104}Sn verwendet werden.

Eine interessante und bisher noch nicht durchgeführte Betrachtung der absoluten GT-Stärke bildet eine Zerfallsstudie der Hochspinisomere. Im Gegensatz zu den Grundzustandszerfällen sind die Konfigurationen der Mutterkerne besonders rein. Die Wellenfunktionen sind stark dominiert durch eine einzige Konfiguration. Es existieren genau zwei ungepaarte, völlig ausgerichtete $j_{>}$ -Protonen, die in Zustände mit Seniorität $\nu_p=1$ zerfallen. Die betazerfallenden Hochspinisomere sind ebenfalls in Fig. 11.1 angedeutet.

11.2 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

Zur experimentellen Bestimmung der GT-Betastärke müssen folgende Untersuchungen durchgeführt werden:

- (i) Messung des Q_{EC} -Wertes. Im Zerfall von $^{100}\text{Cd} \rightarrow ^{100}\text{Ag}$ konnte der Q_{EC} -Wert mit der $\beta^+ / (\beta^+ + \text{EC})$ -Methode auf 3890 ± 70 keV recht genau bestimmt werden. In den anderen in diesem Kapitel betrachteten Fällen konnte auf Literaturwerte zurückgegriffen werden. Die Messung des Q_{EC} war kein Schwerpunkt dieser Arbeit, so daß ich hier nicht ausführlich darauf eingegangen bin. Die experimentelle Bestimmung des Q_{EC} mit der $\beta^+ / (\beta^+ + \text{EC})$ -Methode beinhaltet einige Schwierigkeiten, insbesondere wenn Unsicherheiten im Termschema bestehen (vergl. Bemerkungen in Kap. 9.3). Bei hohen Q_{EC} -Werten ist diese Methode nur noch sehr begrenzt anwendbar (vergl. z.B. $^{104}\text{Sn} \rightarrow ^{104}\text{In}$ [BAR88B]). Es ist geplant, weiterführende Q_{EC} -Messungen mit einem Endpunkt-Betaspektrometer durchzuführen [KLE87C]. In den meisten hier betrachteten Fällen ist der Fehler im Wert des Q_{EC} die größte Unsicherheit im Gesamtwert der GT-Betastärke.
- (ii) Messung der Halbwertszeit. In vielen Fällen konnte eine zum Teil wesentlich genauere Bestimmung der Halbwertszeit der Mutterkerne durchgeführt werden. In

allen Fällen ergibt die Unsicherheit in der Halbwertszeit nur einen relativ geringen Beitrag zum Gesamtfehler der GT-Betastärke.

- (iii) Konstruktion des Zerfallsschemas und Identifikation der Niveaus, die im GT-Zerfall direkt gespeist werden. Bei den Zerfällen der 0^+ -gg-Kerne können nur 1^+ -Niveaus direkt im GT-Übergang bevölkert werden. Im Zerfall von ^{100}Cd z.B. haben wir sieben solcher 1^+ -Niveaus identifiziert. Zum Nachweis der gesamten 1^+ -Stärke sind gute spektroskopische Bedingungen d.h. hohe Quellstärke und hohe chemische Reinheit der Quellen erforderlich. Besonders interessant zur Untersuchung der GT-Stärke sind Zerfälle mit hohen Q_{EC} -Werten. Dies ist wichtig zur Identifikation von 1^+ -Stärke bei hoher Anregungsenergie in den Tochterkernen. Die in den vorhergehenden Kapiteln diskutierte Nachweisgrenze ist ein Maß für die experimentelle Obergrenze zur Identifizierung dieser 1^+ -Stärke in Abhängigkeit der Anregungsenergie im Tochterkern.

Fig. 11.2 und Fig. 11.3 geben eine zusammenfassende Darstellung der spektroskopischen Untersuchungen der GT-Zerfälle von geraden Kernen. Die vereinfachten Zerfallsschemata zeigen alle beobachteten, im Betazerfall direkt oder indirekt bevölkerten Niveaus. Die als $I^\pi = 1^+$ identifizierten Niveaus sind ebenso wie die Grundzustände und langlebigen Isomere mit den zugeordneten Spins und Paritäten gekennzeichnet. Nur die stärksten γ -Übergänge sind angedeutet. Jeweils links neben den Zerfallsschemata ist in einem logarithmischen Maßstab die gefundene relative Betastärke aufgetragen. Die Betastärke $B(\text{GT})^{\text{rel}}$ in ein einzelnes Niveau ist jeweils auf die Gesamtbetastärke $B_\Sigma(\text{GT})$, also der Summe über alle GT-Kanäle eines Zerfalls, normiert.

In Tabelle 11.1 und Fig. 11.4 werden die experimentellen und die theoretischen Werte der GT-Stärke verglichen.

Fig. 11.2 und 11.3 weisen nochmals auf einen wichtigen Unterschied in der Struktur der Kerne von ^{90}Zr bis ^{100}Sn und oberhalb ^{146}Gd hin: In den $N=82$ Kernen bevölkert annähernd die gesamte GT-Stärke ein Niveau im Tochterkern mit der Konfiguration $(\pi h_{11/2}^{-1} \nu h_{9/2}) 1^+$. Die Kerne zwischen ^{90}Zr und ^{100}Sn zeigen dagegen eine Verteilung der GT-Stärke auf mehrere 1^+ -Niveaus. Eine Amplitude der $(\pi g_{9/2}^{-1} \nu g_{7/2}) 1^+$ -Wellenfunktion ist in mehreren Zuständen vorhanden.

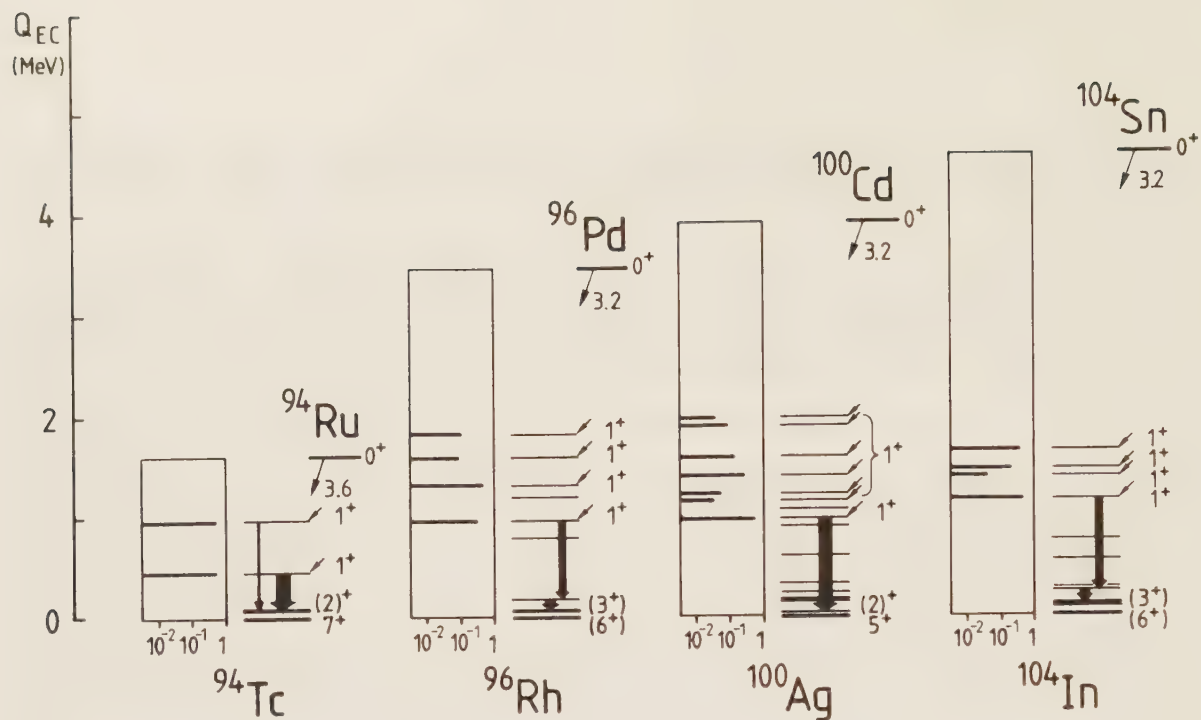


Fig. 11.2 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse in der ^{100}Sn -Gegend [BAR88D].

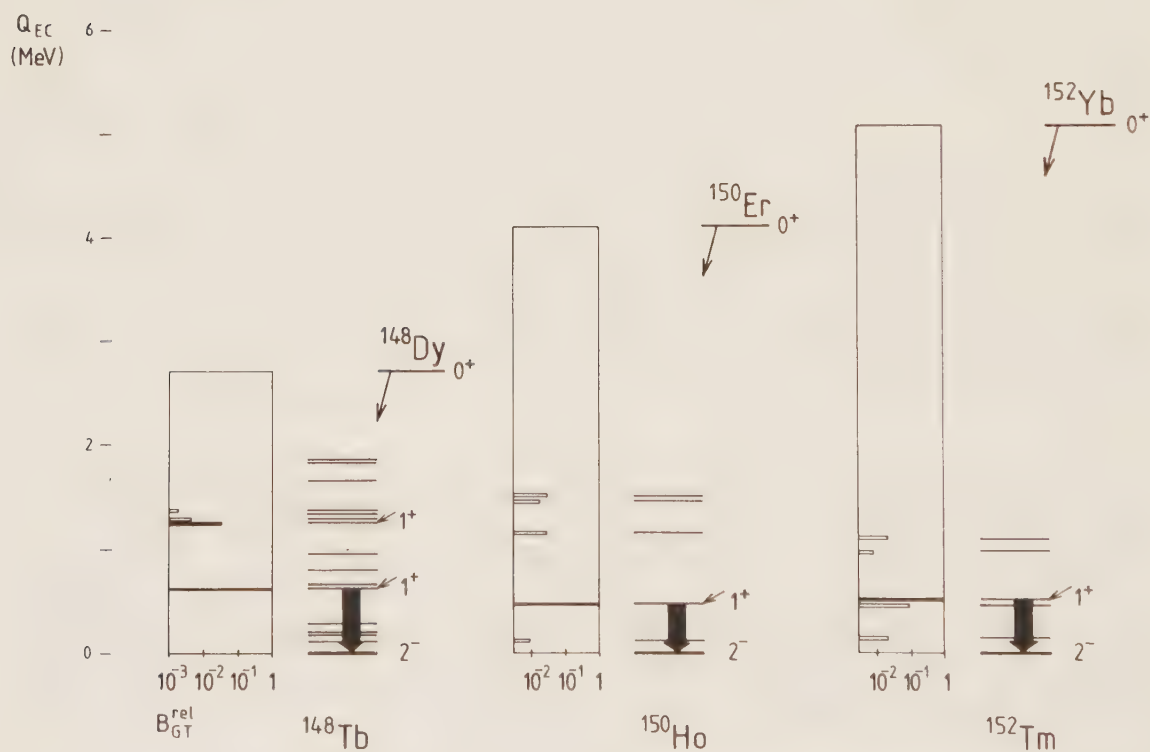


Fig. 11.3 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse der $N = 82$ Kerne oberhalb ^{146}Gd .

Tabelle 11.1 Vergleich der experimentellen Gamow-Teller-Betastärke mit den theoretischen Vorhersagen des extremen Einteilchen-Schalenmodells (SM), plus Paarungskorrektur (PC) und plus einer Korrektur aufgrund Core-Polarisationseffekten (CP)

Mutterkern	⁹⁴ Ru ₅₀	⁹⁶ Pd ₅₀	¹⁰⁰ Cd ₅₂	¹⁰⁴ Sn ₅₄	¹⁴⁸ Dy ₈₂	¹⁵⁰ Er ₈₂	¹⁵² Yb ₈₂
T _{1/2} (s)	3108(36) ¹⁾	125(5) ²⁾	49.1(5),3.10)	21(1) ⁴⁾	204(12) ⁵⁾	19.0(4) ³⁾	3.03(6) ³⁾
Q _{EC} (MeV)	1.586(15) ¹⁾	3.446(50) ²⁾	3.89(7),3.10)	4.55 ± 0.30 0.25 4)	2.70(3) ⁵⁾	4.09 ± 0.09 0.06 7)	5.05 ± 0.18 0.15 7)
<E ₁ + > (MeV)	0.7 ¹⁾	1.3 ²⁾	1.2,3.10)	1.4 ⁴⁾	0.6 ⁵⁾	0.5,3.9)	0.5,3.11)
log ft	3.59(4) ^{1,2)}	3.22(14) ²⁾	3.2(1),3.10)	3.2(2) ⁴⁾	3.95 ⁵⁾	3.67 ³⁾	3.36 ³⁾
B(GT) _{exp}	1.00(9) ¹⁾	2.34 ± 0.89 0.65 2)	2.4 ± 0.6 0.5 3)	2.5 ± 1.2 0.9 4)	0.44(3) ⁵⁾ a)	0.83 ± 0.06 0.11 3)b)	1.69 ± 0.21 0.28 3)c)
B(GT) _{SM}	7.11	10.7	14.2	17.8	3.6	7.3	10.9
v _π ² (i>)	0.468 ⁶⁾	0.629 ⁶⁾	0.797 ⁶⁾	0.929 ⁶⁾	0.26 ⁵⁾	0.38 ³⁾	0.50 ³⁾
1 - v _ν ² (i<)	0.971 ⁶⁾	0.972 ⁶⁾	0.929 ⁶⁾	0.865 ⁶⁾	1 ⁵⁾	1 ³⁾	1 ³⁾
B(GT) _{SM} + PC	8.1	10.9	13.2	14.3	5.7	8.3	10.9
h _{CP} ^{d)}	2.59-4.01 ⁸⁾	2.00-2.89 ⁸⁾	1.59-2.19 ⁸⁾	1.29-2.19 ⁸⁾	2.02-2.55 ⁸⁾ ,1.89 ⁵⁾	1.79-2.23 ⁸⁾	1.60-1.96 ⁸⁾
B(GT) _{SM} + PC + CP	2.01-3.12	3.76-5.43	6.02-8.29	8.35-11.08	2.22-3.00	3.72-4.63	5.56-6.81
B(GT) _{exp} /B(GT) _{th}	0.29-0.54	0.31-0.86	0.23-0.50	0.14-0.44	0.14-0.21	0.16-0.24	0.21-0.34

1) Ref. LED78 2) Ref. RYK85 3) this work 4) Ref. BAR88B 5) Ref. KLE85 6) Ref. DOB87 7) Ref. HAB84 8) Ref. TOW85
9) Ref. NOL82 10) Ref. RYK88 11) Ref. NOL82B
a) Die summierte Stärke in weitere 1⁺-Niveaus ist kleiner gleich 0.02
b) Die summierte Stärke in weitere beobachtete Zustände ist kleiner als 0.08(2) (vergl. Kap. 9.2)
c) Die summierte Stärke in weitere beobachtete Zustände ist kleiner als 0.26(8) (vergl. Kap. 9.3)
d) h_{CP} ist der Korrekturfaktor aufgrund Core-Polarisations-Effekte. Der angegebene Bereich bezieht sich auf verschiedene effektive Restwechselwirkungen in den Rechnungen.

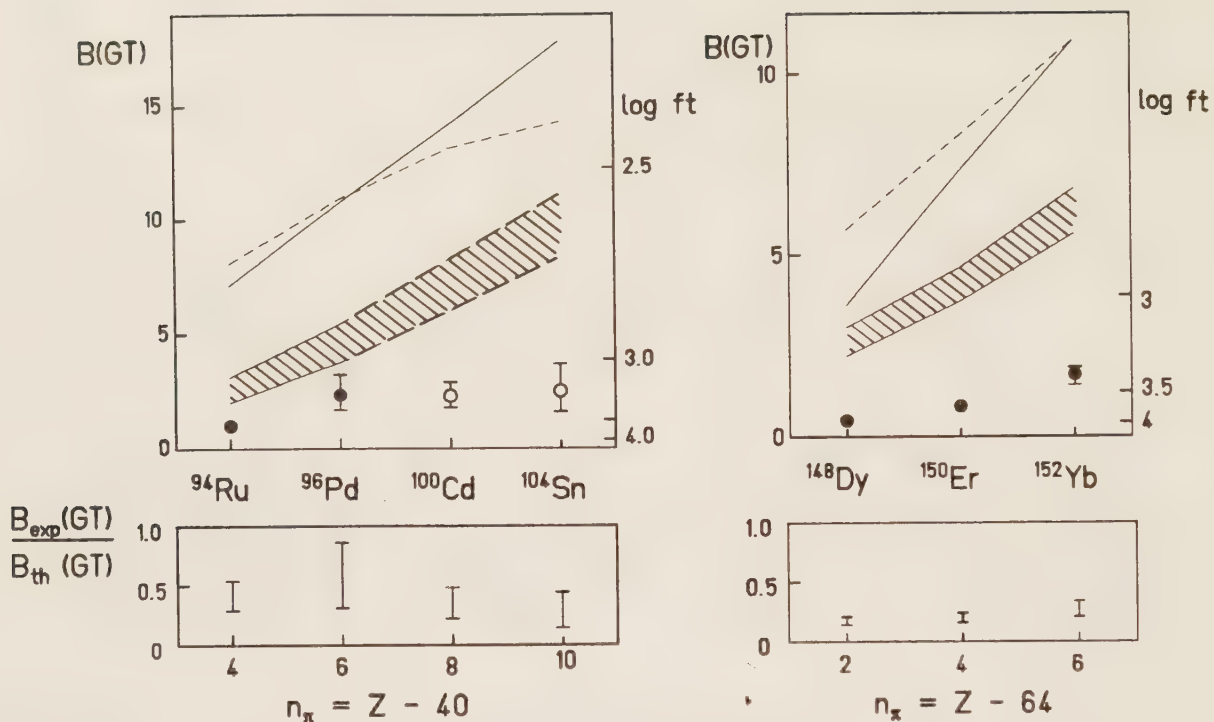


Fig. 11.4 Vergleich der experimentellen (summierten) GT-Stärke mit den theoretischen Vorhersagen des extremen Einteilchenschalenmodells (durchgezogene Linie), plus Paarungs-Korrektur (gestrichelte Linie) und einschließlich einer Korrektur für die Core-Polarisation (schraffierte Flächen). Die beiden unteren Diagramme zeigen das Verhältnis von experimenteller zu theoretisch berechneter Stärke (Quenchingfaktor). Die Balken beinhalten experimentelle Fehler und Unsicherheiten in der Korrektur für die Core-Polarisation.

11.3 Vorhersagen des extremen Einteilchenschalenmodells

Die GT-Betaübergangsstärke ergibt sich aus dem Quadrat des Übergangsmatrixelements der schwachen Wechselwirkung. Ausgedrückt als reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit berechnet sie sich nach dem Schalenmodell zu:

$$B_{SM}(GT) = N \cdot 4I/(2I + 1) \cdot v_{\pi}^2 \cdot (1 - v_{\nu}^2) \quad (11.1)$$

und ist in Einheiten von $g_A^2/4\pi$ gegeben. N ist die maximale Besetzungszahl der Schale des Mutterkerns. Für die $\pi g_{9/2}$ -Schale beträgt der Wert $N=10$ und in der $\pi h_{11/2}$ -Schale

$N = 12$. Der Bahndrehimpuls l ergibt sich für die g-Schale zu $l = 4$ und für die h-Schale zu $l = 5$. v_{π}^2 und v_{ν}^2 sind die Besetzungswahrscheinlichkeiten für Protonen und Neutronen in der $\pi j_{>}$ und $\nu j_{<}$ Schale des Mutterkerns. In der Gegend um ^{100}Sn und oberhalb ^{146}Gd ergibt sich der Vorfaktor in Gl. (11.1) zu

$$N \cdot 4l/(2l+1) = \begin{array}{ll} 160/9 & (1g\text{-Schale, } l=4) \\ 240/11 & (1h\text{-Schale, } l=5) \end{array} \quad (11.2)$$

Im folgenden soll $^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$ als Core für die $N = 50$ Kerne in der 1g-Schale und $^{146}_{64}\text{Gd}_{82}$ als Core für die $N = 82$ Kerne in der 1h-Schale betrachtet werden. Nach dem extremen Einteilchenschalenmodell wird angenommen, daß sich in den beiden Cores kein Proton oberhalb der Fermikante befindet, d.h. die Besetzungswahrscheinlichkeiten sind $v_{\pi}^2 = v_{\nu}^2 = 0$. Mit zunehmender Protonenzahl soll dann sukzessive je ein Proton in die $\pi g_{9/2}$ - bzw. $\pi h_{11/2}$ -Schale gefüllt werden, also z.B. $n_{\pi} = 2$ für ^{92}Mo und ^{148}Dy oder $n_{\pi} = 4$ für ^{94}Ru und ^{150}Er u.s.w.. Die Besetzungszahlen n_{π} sind korreliert mit den Besetzungswahrscheinlichkeiten v_{π}^2 durch die Beziehung $v_{\pi}^2 = n_{\pi}/N$. In der extremen Einteilchennäherung wird ferner angenommen, daß die Neutronenschalen $\nu g_{7/2}$ bzw. $\nu h_{9/2}$ vollkommen leer sind. In Fig. 11.4 sind die Vorhersagen des extremen Einteilchen-Schalenmodells mit einer durchgezogenen Linie eingetragen.

11.4 Paarungskorrektur

Eine wesentliche Verbesserung gegenüber dem extremen Einteilchen-Schalenmodell ergibt sich durch Einführung einer sogenannten Paarungskorrektur. Im extremen Schalenmodell füllen die Protonen und Neutronen sukzessive die Schalen bis zu einer wohldefinierten scharfen Fermikante auf. Die im extremen Modell nicht berücksichtigten Nukleon-Nukleon-Restwechselwirkungen bewirken jedoch ein „Aufweichen“ der Fermikante. Protonen- und Neutronenpaare streuen über die Fermikante und verändern die wahrscheinliche Anzahl der $g_{9/2}$ - bzw. $h_{11/2}$ -Protonen und ermöglichen ebenso eine teilweise Besetzung der $g_{7/2}$ - und $h_{9/2}$ -Neutronenorbitale. Für Kerne unmittelbar oberhalb der $Z = 40$ und 64 Schalenabschlüsse, also z.B. für ^{94}Ru und ^{148}Dy wird eine stärkere Besetzungszahl in der $\pi g_{9/2}$ - bzw. $\pi h_{11/2}$ -Schale gegenüber dem einfachen Modell vorhergesagt. Umgekehrt ist es für die Kerne am $Z = 50$ Abschluß: Für ^{104}Sn bewirkt die Streuung von Protonenpaaren um den $Z = 50$ Schalenabschluß eine geringere Besetzung

gegenüber den Vorhersagen des extremen Modells. Eine interessante Konsequenz der Paarungs-Wechselwirkung ist eine teilweise Besetzung des $\pi d_{5/2}^{-1}$ - und des $\pi g_{7/2}^{-1}$ -Orbitals oberhalb des $Z=50$ Protonen-Schalenabschlusses. Dadurch wird ein schneller erlaubter GT-Übergang in einem $(\pi d_{5/2}^{-1} \nu d_{5/2}) 1^{+}$ - bzw. $(\pi g_{7/2}^{-1} \nu g_{7/2}) 1^{+}$ -Zustand ermöglicht. Diese 1^{+} -Niveaus liegen jedoch wohl oberhalb des Q_{EC} -Fensters. Eine mögliche Korrektur der GT-Stärke für diese Zerfallskanäle wurde nicht berücksichtigt. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten für die $\pi g_{9/2}^{-}$ - und $\nu g_{7/2}^{-}$ -Schale der gg-Kerne wurde den Modellrechnungen von Dobaczewski et al. [DOB87] (vergl. Kapitel 7.4) entnommen und sind Tabelle 11.1 hinzugefügt.

Für ^{148}Dy wurden Paarungsrechnungen in Ref. [KLE85] durchgeführt. Die Protonen im ^{148}Dy -Grundzustand werden mit der BCS-Theorie beschrieben. Die $N=82$ Schale wurde als abgeschlossen betrachtet. Die Besetzungszahl für ein $h_{11/2}$ -Proton wurde zu $\bar{\nu}_{\pi}^2 = 0.26$ berechnet, 1,6 mal größer als die Vorhersage des extremen Einteilchenmodells. Für ^{150}Er und ^{152}Yb existieren zur Zeit jedoch noch keine Rechnungen mit diesem Code. Für ^{152}Yb kann jedoch davon ausgegangen werden, daß die $\pi h_{11/2}$ -Schale genau halb gefüllt ist. Dies geht aus $B(E2)$ -Systematiken der $(h_{11/2}^2) 10^{+} \rightarrow 8^{+}$ Übergänge in den $N=82$ Kernen hervor [KLE83, DAL83, NOL83]. Die Besetzungswahrscheinlichkeit $\bar{\nu}_{\pi}^2$ für ^{150}Er wurde aus dem Mittelwert der beiden Nachbarn gebildet. Für alle drei $N=82$ Kerne wurde eine vollkommen abgeschlossene $N=82$ Neutronenschale angenommen, also $\bar{\nu}_{\nu}^2(h_{9/2}) = 0$.

Die theoretischen Vorhersagen des extremen Schalenmodells plus Paarungskorrektur sind in Fig. 11.4 mit gepunkteten Linien markiert.

11.5 Grundzustandskorrelationen in den Mutterkernen

Eine wesentliche Reduzierung der theoretischen GT-Übergangsstärke wird von Grundzustandskorrelationen in den gg-Mutterkernen erwartet. Diesen Effekt bezeichnet man auch als Core-Polarisation erster Ordnung.

Jede 0^{+} -Grundzustandskonfiguration von gg-Kernen hat eine bestimmte Beimischung von Zweiteilchen-Zweilochkomponenten. Bestimmte 0^{+} -Zustände im Mutterkern, die eine Anregung vom Typ $(\nu^{+1}\pi^{-1})$ ($\pi^{+1}\nu^{-1}$) besitzen, sind mit dem $(\pi j_{>}^{-1} \nu j_{<}) 1^{+}$ -Zustand im Tochterkern durch ein GT-Matrixelement verbunden (Fig. 11.5). Solche angeregten Zweiteilchen-Zweilochzustände, die durch eine kombinierte Wirkung der Operatoren $\sigma\tau^{+}$

und $\sigma\tau^-$ erzeugt werden, mischen zum Grundzustand. Für die $0^+ \rightarrow (\pi j_{>}^{-1} \nu j_{<}) 1^+$ Betazerfälle bewirken diese Grundzustandskorrelationen in den Mutterkernen eine Verkleinerung des GT-Übergangsmatrixelements. Wichtige Komponenten für solche Beimischungen zum Grundzustand sind z.B.

$$[(\pi j_{>}^{-1} \nu j_{<})_1 + (\pi j_{<} \nu j_{>}^{-1})_1] 0^+$$

oder

$$[(\pi j_{>}^{-1} \nu j_{<})_1 + (\pi j_{>} \nu j_{>}^{-1})_1] 0^+$$

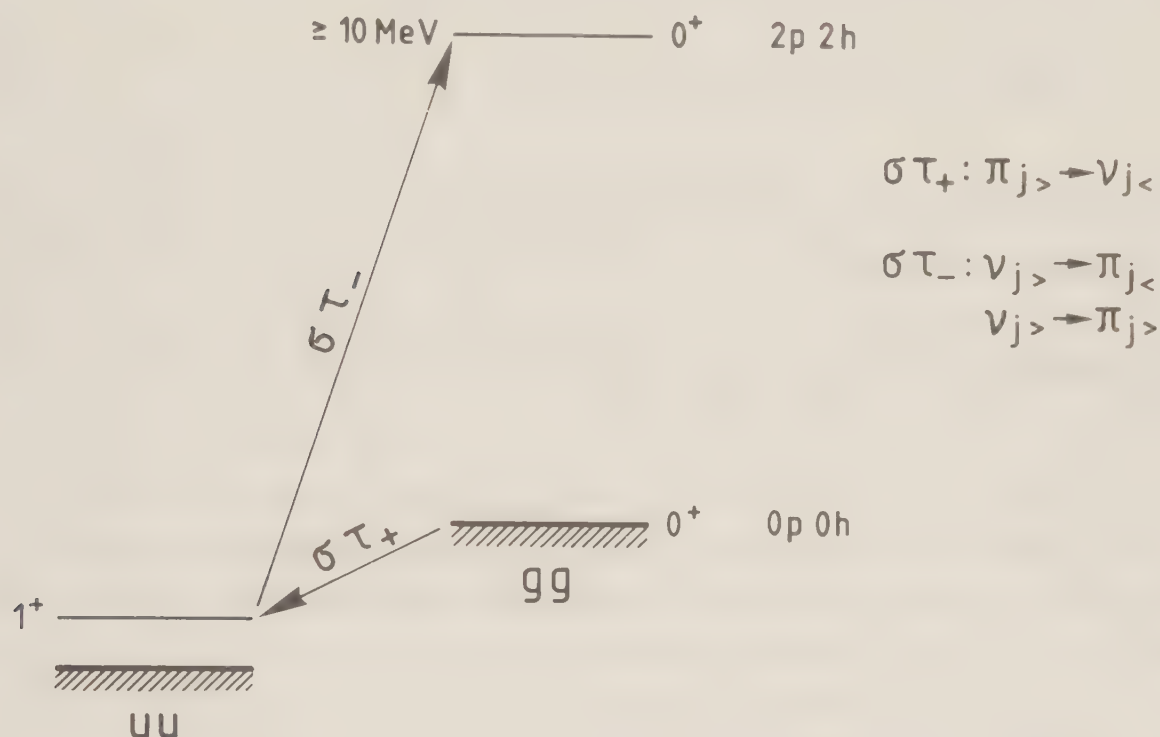


Fig. 11.5

Schematische Darstellung zur Beschreibung der Grundzustandskorrelation in gg-Kernen. Durch die Wirkung des $\sigma\tau^+$ - und $\sigma\tau^-$ -Operators mischen hochliegende Zweiteilchen-Zweilochanregungen zur Grundzustandskonfiguration.

In der Arbeit von Towner ist die Reduktion der theoretischen GT-Stärke aufgrund von Grundzustandskorrelationen für verschiedene effektive Wechselwirkungen für die $N=50$ und $N=82$ Kerne berechnet. Tabelle 11.1 zeigt den Bereich der Ergebnisse dieser Berechnungen. Für die Zerfälle von ^{100}Cd ($N=52$) und ^{104}Sn ($N=54$) wurden die Vorhersagen der $N=50$ Kerne ^{98}Cd und ^{100}Sn verwendet. Die in Fig. 11.4 gezeigten schraffierten Bereiche sind die theoretischen Vorhersagen der Schalenmodellrechnungen einschließlich Korrekturen für Paarungswechselwirkung und Grundzustandskorrelationen.

11.6 Betrachtungen zum Betazerfall der Vielteilchen-Hochspinisomere

Eine interessante Untersuchungsmöglichkeit der GT-Stärke bieten die betazerfallenden Hochspinisomere. Die Konfigurationen dieser Isomere sind wesentlich reiner, als die der Grundzustände. In allen hier betrachteten Fällen befinden sich zwei ausgerichtete $j_{>}$ -Protonen im Mutterkern, die zu Zuständen mit Seniorität $\nu_p = 1$ zerfallen. Der Zerfall der gepaarten $j_{>}$ -Protonen führt zu Zuständen mit 5-Teilchenanregungen und der Seniorität $\nu_p = 3$, die ca. 2 MeV höher liegen.

Betrachten wir zunächst einmal den Zerfall des Hochspinisomers in ^{149}Dy . Der Grundzustands-Betazerfall hat einen Q_{EC} -Wert von 3690(34) keV [RUB86]. Der Betazerfall des Hochspinisomers mit $E_x(27/2^-, ^{149}\text{Dy}) = 2661$ keV speist direkt den $25/2^-$ in ^{149}Tb mit $E_x(25/2^-, ^{149}\text{Tb}) = 2629$ keV. Die Energiedifferenz ΔE dieser beiden Niveaus beträgt

$$\Delta E(27/2^-, ^{149}\text{Er} \rightarrow 25/2^-, ^{149}\text{Tb}) = 3722 \text{ keV.}$$

Für den Betazerfall des Hochspinisomers stehen zwei ungepaarte $h_{11/2}$ -Protonen und aufgrund des Paarungseffekts eine unbekannte Anzahl gepaarter $h_{11/2}$ -Protonen zur Verfügung. Durch den Vergleich mit dem ^{148}Dy -Grundzustand (Kapitel 11.4) kann man letztere auf ca. $3,2-2=1,2$ abschätzen. Eine einfache Abschätzung soll zeigen, daß in diesem Fall die Anzahl der gepaarten Protonen praktisch keinen Einfluß auf die Beta-Intensität des Hochspinzerfalls besitzt. Ein Zerfall von 1,2 gepaarten Protonen in Zustände mit Seniorität $\nu_p = 3$, die ca. 2 MeV oberhalb des $25/2^-$ -Niveaus mit $\nu_p = 1$ liegen, hat eine um ca. zwei Größenordnungen kleinere Betaspeisung gegenüber dem beobachteten

Zerfall. Dies hat praktisch keinen Einfluß auf den experimentellen Wert des Verzweigungsverhältnisses. Daher kann man in guter Näherung davon ausgehen, daß die beobachtete Betastärke durch den Zerfall von zwei ungepaarten $h_{11/2}$ -Protonen beschrieben werden kann. Es muß in diesem Fall also keine Paarungskorrektur durchgeführt werden. Es ist klar, daß durch Restwechselwirkungen Konfigurationsmischungen zwischen Zuständen mit $v_p = 1$ und $v_p = 3$ auftreten können, die die Situation verkomplizieren. Dies soll jedoch vernachlässigt werden.

Die Schalenmodell-Betastärke mit $n_\pi = 2$ Protonen beträgt

$$B_{SM}(GT) = 3,6.$$

Der experimentelle Wert der Betastärke

$$B(GT, {}^{149}\text{Dy}, 27/2^- \rightarrow 25/2^-) = 0,33$$

ergibt nur 9 % der Schalenmodellvorhersage.

Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem Verhältnis aus experimenteller GT-Stärke und der Vorhersage des extremen Einteilchenmodells plus Paarungskorrektur für den $(0^+ \rightarrow 1^+)$ Zerfall des $N=82$ Nachbarkerns ${}^{148}\text{Dy}$. Mit den Daten aus Tabelle 11.1 können wir hier einen Wert von 8 % erhalten. Die Übereinstimmung liegt also innerhalb ca. 10 %. Theoretische Rechnungen bezüglich der Core-Polarisation existieren z. Zt. für die Hochspinisomere nicht, sind jedoch dringend wünschenswert.

Für das Hochspinisomer in ${}^{149}\text{Dy}$ haben die Experimente gezeigt, daß die GT-Stärke ein $v_p = 1$ Niveau im Tochterkern speist. Eine mehr als 90 prozentige Speisung dieses Niveaus wird ebenso von Schalenmodellrechnungen vorhergesagt [KLE87A]. Demgegenüber ist der Zerfall des Hochspinisomers in ${}^{151}\text{Er}$ wesentlich komplexer. Die experimentellen Daten zeigen nur die Yrastniveaus bis ca. 2,2 MeV. Die Empfindlichkeit reicht nicht aus, Zustände bei höherer Anregungsenergie nachzuweisen. Die in Kapitel 10.3 durchgeführte Diskussion zeigt die erwartete GT-Stärkeverteilung im Tochterkern (Fig. 10.5).

Der GT-Betazerfall des $21/2^+$ -Isomers in ${}^{93}\text{Mo}$ bevölkert den $(\pi g_{9/2} \nu d_{5/2} g_{7/2})$ $21/2^+$ -Zustand im Tochterkern mit einer Betastärke von $B(GT, 21/2^+ \rightarrow 21/2^+) = 0,035$.

Die sehr große Diskrepanz zur Vorhersage des Einteilchenmodells von $B^{\text{SM}}(\text{GT}) = 3,6$ deutet darauf hin, daß die durch den GT-Operator verbundenen Niveaus zum Teil oberhalb des Q-Wert-Fensters liegen.

11.7 Diskussion

Ein Vergleich der theoretischen Vorhersagen und der experimentellen GT-Betastärke (Fig. 11.4) zeigt eine starke Diskrepanz. Für die $N=50$ Kerne ^{94}Ru und ^{96}Pd sind die resultierenden Quenchingfaktoren $(B(\text{GT})^{\text{exp}}/B(\text{GT})^{\text{theo}})$ zwischen 0,29-0,54 bzw. 0,31-0,86 (Fig. 11.4 unten). In diesen Werten sind Unsicherheiten, sowohl in der Theorie als auch im Experiment mit berücksichtigt.

Die Quenchingfaktoren für ^{100}Cd und ^{104}Sn zeigen etwas niedrigere Werte: 0,23-0,50 (^{100}Cd) bzw. 0,14-0,44 (^{104}Sn). Die Ursache für ein solches Verhalten könnte darauf zurückgeführt werden, daß die Korrekturfaktoren für Grundzustandskorrelationen der $N=50$ Kerne ^{98}Cd und ^{100}Sn benutzt wurden. Für Kerne mit $N>50$ sollte diese Korrektur geringfügig größer sein [ZYL85].

Eine wesentlich größere Abweichung zwischen Experiment und Theorie zeigen jedoch die $N=82$ Kerne. Die Quenchingfaktoren betragen hier 0,14-0,21 (^{148}Dy); 0,16-0,24 (^{150}Er) und 0,21-0,34 (^{152}Yb). Die wesentlich verbesserte Empfindlichkeitsgrenze der Daten von ^{150}Er und ^{152}Yb mit größerem Q_{EC} -Fenster konnte die Vermutung nicht bestätigen, daß ein Großteil der Betastärke Zustände etwas oberhalb des $(\pi j_{>}^{-1} \nu j_{<}) 1^{+}$ -Niveaus speist [TOW85, KLE85]. Die beobachtete GT-Stärke des betazerfallenden Hochspinisomers in ^{149}Dy ist in Übereinstimmung mit dem Wert des Nachbarkerns ^{148}Dy .

In der sd-Schale in der Gegend zwischen ^{16}O und ^{40}Ca [BRO85] konnte aus umfangreichen Datensammlungen und Schalenmodellrechnungen ein durchschnittlicher Quenchingfaktor von 0,58(5) extrahiert werden. Ähnliche Werte werden auch in der fp-Schale zwischen ^{40}Ca und ^{58}Ni beobachtet: Für den Zerfall von ^{48}Mn wurde ein Quenchingfaktor von 0,53(17) ermittelt [SEK87].

Das etwas stärkere Quenching um ^{100}Sn und insbesondere oberhalb ^{146}Gd könnte Anlaß zu einer möglichen Massenabhängigkeit dieses Effekts geben.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit von Suhonen, Faessler und Mitarbeitern [SUH88] wurde die GT-Stärke in Abhängigkeit der Stärke der Teilchen-Loch- bzw. der Teilchen-Teilchen-Restwechselwirkung theoretisch untersucht. Es wurde gezeigt, daß bei be-

stimmten Werten der Parameter das GT-Quenching in dieser Gegend vergleichbar wird mit den leichteren Kernen oder ganz verschwindet.

Eine nichtexistierende Massenabhängigkeit des GT-Quenchings wurde auch in Ladungsaustauschreaktionen beobachtet: Systematische Studien zeigen einen durchschnittlichen Quenchingfaktor von ca. 0,6 [GAA85].

11.8 Ausblick

Zur weiteren Untersuchung der absoluten GT-Stärke bedarf es zusätzlicher Verbesserungen der Theorie und der experimentellen Daten. Quantitative theoretische Rechnungen sollten Effekte höherer Ordnung, wie eine Konfigurationsmischung aufgrund von Tensorkräften oder den Einfluß von subnuklearen Freiheitsgraden (Δ -Anregungen) mit berücksichtigen. Eine von Towner verwendete Einführung eines generellen Korrekturfaktors für solche Effekte von $h_{\text{high}} = 1,6$ kann die beobachtete Diskrepanz in der ^{146}Gd -Gegend nicht erklären. Verbesserungen im theoretischen Verständnis der GT-Zerfallsstärke könnten vielleicht durch geeignetere Wahl der π - ν -Restwechselwirkungen erzielt werden (vergl. Ref. [SUH88]). Bei der Berechnung der Grundzustandskorrelationen sollte geprüft werden, ob nicht weitere Terme einen Beitrag liefern können. Darüber hinaus wären auch theoretische Vorhersagen für Kerne mit $N \neq 50$ und 82 wünschenswert.

Was die experimentelle Seite anbetrifft, wäre es interessant, die Zerfallsstudien auf Kerne mit höherem Q_{EC} -Wert auszudehnen. Ein sehr wichtiger Beitrag ist die systematische Untersuchung des ^{98}Cd -Zerfalls mit einem erwarteten Q_{EC} -Wert von 5,5 MeV [DOB87]. Die Nähe zum doppelt magischen Kern ^{100}Sn erlaubt besonders sichere theoretische Vorhersagen. Entsprechende Experimente werden in Kürze an ISOLDE durchgeführt [BAR87]. Der in Kapitel 7.5 abgeschätzte Wert $B(\text{GT}) = 2,0$ für ^{98}Cd ist ähnlich dem Wert für ^{100}Cd .

Für alle Zerfallsuntersuchungen ist es wichtig, die Empfindlichkeit zum Nachweis der im GT-Zerfall gespeisten 1^+ -Niveaus in den Tochterkernen zu erhöhen. Für die geraden Kerne entlang des $N = 50$ oder $N = 82$ Schalenabschlusses kann wohl (außer im Fall ^{98}Cd) z. Zt. kaum eine nennenswerte Verbesserung erwartet werden. Hier liegt die Hoffnung auf neuen Generationen von Beschleunigern und Separatoren wie z.B. die im Bau befindliche SIS-Anlage an der GSI in Kombination mit einem Fragmentseparator.

Interessant und wünschenswert wäre eine Ausdehnung der GT-Untersuchungen auf Kerne mit ungerader Massenzahl. Diese Zerfälle, die in der Regel einen höheren Q_{EC} -Wert besitzen, sind jedoch außerordentlich komplex (vergl. z.B. die Zerfälle von ^{147}Tb , ^{149}Ho [SCH85], ^{151}Tm (Kapitel 8.3)). Wie in Kapitel 8.3 gezeigt, speist ein großer Anteil der GT-Stärke Zustände mit Seniorität $\nu_p = 3$ ca. 2 MeV oberhalb der $\nu_{j_<}$ -Niveaus. Dies wurde bei der GT-Diskussion von Habenicht et al. [HAB84] nicht berücksichtigt. Im Zerfall ^{151}Tm ist die Speisung der GT-Stärke in diese Zustände größer als in den $\nu_{h_{9/2}}$ -Einteilchenzustand (Kapitel 8.3). Wegen der größeren Komplexität der GT-Zerfälle in ungeraden Kernen ist die Anwendung eines 4π - γ -Summenspektrometers eine Möglichkeit, die Empfindlichkeit erheblich zu verbessern. Dies gilt besonders für Zustände mit hoher Anregungsenergie, die im GT-Betazerfall gespeist werden. Auch eine Spektroskopie von β -verzögerten Protonen kann in bestimmten Fällen die Nachweisgrenze bei hoher Anregungsenergie wesentlich reduzieren.

12.0 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Eigenschaften von Kernen in der Nähe der doppelten Schalenabschlüsse ^{100}Sn ($Z = N = 50$) und ^{146}Gd ($Z = 64$, $N = 82$) unter Anwendung von γ - und Konversionselektronen-Spektroskopie untersucht. Erzeugt wurden die neutronenarmen Radionuklide durch Fusions-Evaporationsreaktionen nach Schwerionenbeschuss (GSI) oder durch Spallationsreaktionen nach 600-MeV-Protonenbestrahlung (CERN). Zur Spektroskopie wurde On-Line-Massenseparation ausgenutzt, wobei für Cadmium-, Indium- und Zinnisotope elementselektive Ionenquellen eingesetzt werden konnten. Apparativer Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit waren Entwicklung und Aufbau eines Konversionselektronen-Spektrometers bestehend aus Mini-Orangen-Filter und stickstoffgekühlter Si(Li)-Diode. Die Eigenschaften des Mini-Orangen-Filters wurden durch numerische Berechnungen auf hohe Nachweiswahrscheinlichkeit bei hoher Untergrundunterdrückung optimiert. Das Spektrometer erwies sich bei allen Strahlzeiten als sehr zuverlässig.

Die Betazerfallseigenschaften von Kernen um ^{100}Sn und ^{146}Gd zeigen eine starke Analogie: Ein schneller Gamow-Teller(GT)-Übergang verbindet die Spin-Orbitpartner $\pi g_{9/2} \rightarrow \nu g_{7/2}$ (in der Gegend zwischen ^{90}Zr und ^{100}Sn) und $\pi h_{11/2} \rightarrow \nu h_{9/2}$ (oberhalb ^{146}Gd); das extreme Einteilchen-Schalenmodell sagt für den Zerfall von doppelt-geraden Kernen die Speisung der gesamten GT-Stärke in ein einziges 1^+ -Niveau im Tochterkern vorher.

In einer detaillierten Studie des GT-Betazerfalls von ^{100}Cd ($Z = 48$, $N = 52$) wurden, im Gegensatz zu den Vorhersagen des einfachen Schalenmodells, sieben 1^+ -Niveaus mit $\log ft$ -Werten zwischen 3,5 und 4,9 identifiziert. Für das Nuklid ^{98}Cd , mit nur zwei Protonen unterhalb von ^{100}Sn , konnten in vorläufigen Testmessungen erstmalig betaverzögerte Strahlung mit einer Halbwertszeit von 8,1 s nachgewiesen werden. Eine Untersuchung der niederenergetischen Zustände in ^{104}In ergab ein M3-Isomer mit 16 s Halbwertszeit und ein um 290 eV tieferliegendes, kurzlebiges Niveau mit Spindifferenz $\Delta I = 2$ bei gleicher Parität. Diese beiden Niveaus sind möglicherweise Kandidaten zur Beobachtung einer induzierten Mischung von Kernzuständen mit unterschiedlichem Spin in starken Hyperfeinfeldern. Die Multipllettstruktur von ^{104}In wird interpretiert durch ein simultanes Füllen der Neutronenschalen $d_{5/2}$ und $g_{7/2}$. Dies deutet für die Kerne um $Z = 50$ auf ein Verschwinden des Unterschalenabschlusses bei $N = 56$ hin.

Untersuchungen der Betazerfälle der doppelt-geraden $N = 82$ Kerne ^{150}Er und ^{152}Yb zeigen keine nennenswerte Aufspaltung der Gamow-Teller-Übergangsstärke, in Übereinstimmung mit den Schalenmodellerwartungen. Die Struktur der ungeraden Kerne oberhalb ^{146}Gd wird am Beispiel der $A = 151$ Isobarenkette diskutiert. Ein besonders interessantes Ergebnis dieser Untersuchungen stellt die Identifizierung eines GT-Betazerfallszweigs in den 0,5-s-Vielteilchen-Hochspinisomeren mit Spin und Parität von $27/2^-$ in den $N = 83$ Kernen ^{149}Dy und ^{151}Er dar. Die Beobachtung des isomeren E3-Übergangs in ^{151}Er durch Konversionselektronen-Messungen erlaubt die Plazierung des $27/2^-$ -Isomers bei einer Anregungsenergie von 2,586 MeV. Ein Vergleich mit Schalenmodellrechnungen mit empirischen Wechselwirkungen zeigt gute Übereinstimmung. In ^{153}Yb konnte ein analoges E3-Isomer nicht gefunden werden, was mit den Regeln der π - ν -Restwechselwirkung und dem Schalenmodell erklärt werden kann.

Ein Vergleich der experimentell gefundenen GT-Stärke mit den Vorhersagen des extremen Einteilchen-Schalenmodells einschließlich Korrekturen für Paarungs- und Core-Polarisationseffekt zeigt eine Diskrepanz (GT-Quenching). Die für den ^{100}Cd -Zerfall gefundene Stärke beträgt nur ca. 40%, bei den $N = 82$ Kernen ^{150}Er und ^{152}Yb und dem $N = 83$ Hochspinisomer ^{149}Dy nur ca. 20% der theoretischen Vorhersagen.

13.0 Literaturverzeichnis

- [ARM87] P. Armbruster, H.-C. Clerc, J.P. Dufour, B. Franczak, H. Geissel, E. Hanelt, O. Klepper, B. Langenbeck, G. Münzenberg, F. Nickel, M.S. Pravikoff, E. Roeckl, D. Schardt, K.-H. Schmidt, D. Schüll, T. Schwab, B. Sherrill, K. Sümmerer, H. Wollnik; Proceedings to the 5th International Conference on Nuclei far from Stability, Rousseau Lake, Ontario, Canada, I.S. Towner (ed.), p. 839, (1987)
- [BAC78] H. Backe, L. Richter, R. Willwater, E. Kankeleit, E. Kuphal, Y. Nakayama; Z. Phys. A 285 (1978) 159
- [BAR85] R. Barden; Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz
- [BAR87] R. Barden, E. Roeckl, D. Schardt, H. Gabelmann, I.S. Grant, P. Hill, H.L. Ravn, G. Nyman, A. Płochocki, K. Rykaczewski, J. Żylicz; proposal accepted by the ISOLDE Committee, IP-43, CERN, Geneva, Switzerland, August 1987
- [BAR88A] R. Barden, A. Płochocki, D. Schardt, B. Rubio, M. Ogawa, P. Kleinheinz, R. Kirchner, O. Klepper, J. Blomqvist; Z. Phys. A 329, (1988) 11
- [BAR88B] R. Barden, R. Kirchner, O. Klepper, A. Płochocki, G.-E. Rathke, E. Roeckl, K. Rykaczewski, D. Schardt, J. Żylicz; Z. Phys. A 329, (1988) 319
- [BAR88C] R. Barden, H. Gabelmann, I.S. Grant, R. Kirchner, O. Klepper, G. Nyman, A. Płochocki, G.-E. Rathke, E. Roeckl, K. Rykaczewski, D. Schardt, J. Szerypo, J. Żylicz; Contribution XXIII Zakopane School on Physics, April 1988
- [BAR88D] R. Barden, H. Gabelmann, I.S. Grant, R. Kirchner, O. Klepper, G. Nyman, A. Płochocki, G.-E. Rathke, E. Roeckl, K. Rykaczewski, D. Schardt, J. Szerypo, J. Żylicz; Proceedings of the International Workshop on Nuclear Structure of the Zirconium Region, Bad Honnef, April 1988
- [BEG83] Teile des Bahnverfolgungsprogramms Elbahn von M.L. Begemann-Blaich wurden verwendet, Mainz 1983, unveröffentlicht
- [BER69] M.J. Berger, S.M. Seltzer, S.E. Chappell, J.C. Humphreys, J.W. Motz; Nucl. Instrum. Methods 69 (1969) 181
- [BLO83] J. Blomqvist, P. Kleinheinz, P.J. Daly; Z. Phys. A 298 (1983) 27
- [BLO83A] J. Blomqvist; Vortrag GSI, Darmstadt, April 1983
- [BOU60] M. Bouten; Nucl. Phys. 17 (1960) 695; N. Auerbach, I. Talmi; Phys. Lett. 9 (1964) 153; K. H. Bhatt, J.B. Ball; Nucl. Phys. 63 (1965) 286; J. Vervier; Nucl. Phys. 75 (1966) 17

- [BRU81] C. Bruske, K.H. Burkard, W. Hüller, R. Kirchner, O. Klepper, E. Roeckl; Nucl. Instrum. Methods 186, (1981) 61
- [CHU84] Y.H. Chung, P.J. Daly, H. Helppi, R. Broda, Z.W. Grabowski, M. Kortelahti, J. McNeill, A. Pakkanen, P. Chowdhury, V.F. Janssens, T.L. Khoo, J. Blomqvist; Phys. Rev. C29 (1984) 2153
- [COM70] J.R. Comfort, J.V. Maher, G.C. Morrison, J.P. Schiffer; Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 383
- [DAL80] P.J. Daly, P. Kleinheinz, R. Broda, S. Lunardi, H. Backe, J. Blomqvist; Z. Phys. A 298 (1980) 173
- [DAL83] P.J. Daly, Y.H. Chung, Z.W. Grabowski, H. Helppi, M. Kortelahti, P. Chowdhury, R.V.F. Janssens, T.L. Khoo, R.D. Lawson, J. Blomqvist; Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, Florence, p.73, 1983
- [DEN85] K. Deneffe, E. Coenen, M. Huyse, P. van Duppen, J. Vanhoorenbeck, P. del Marmol, P. Fettweis; J. Phys. G 11 (1985) L59
- [DIN88] U. Dinger; Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (1988)
- [DOB88] J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, A. Płochocki, K. Rykaczewski, J. Zylicz; Z. Phys. A 329 (1988) 267
- [DZE72] B.S. Dzelepov, L.N. Zyrianova, Yu.P. Suslov; Beta Processes, Leningrad, Nauka 1972
- [EBE86] J. Eberz, U. Dinger, T. Horiguchi, G. Huber, H. Lochmann, R. Menges, R. Kirchner, O. Klepper, T. Kühl, D. Marx, E. Roeckl, D. Schardt, G. Ulm; Z. Phys. A 323 (1986) 119
- [EBE87] J. Eberz, U. Dinger, G. Huber, H. Lochmann, R. Menges, G. Ulm, R. Kirchner, O. Klepper, T. Kühl, D. Marx; Z. Phys. A 326 (1987) 121
- [EBE87A] J. Eberz, U. Dinger, G. Huber, H. Lochmann, R. Menges, R. Neugart, R. Kirchner, O. Klepper, T. Kühl, D. Marx, G. Ulm, K. Wendt; Nucl. Phys. A 464 (1987) 9
- [ELL69] C. Ellegaard, J. Kantele, P. Vedelsby; Nucl. Phys. A 129 (1969) 113
- [ELM78] T. Elmroth, E. Hagberg, P.G. Hansen, J.C. Hardy, B. Jonson, H.L. Ravn, P. Tidemand-Petersson; Nucl. Phys. A 304 (1978) 493
- [ESS87] H.G. Essel, H. Grein, T. Kroll, W. Kynast, W.F.J. Müller, M. Richter, H. Sohlbach, W. Spreng, K. Winkelmann; GSI Scientific Report 1986, GSI 87-1 (1987) 308
- [FIL84] B.W. Filippone, C.N. Davids, R.C. Pardo, J. Äystö; Phys. Rev. C 29 (1984) 2118
- [GAA85] C. Gaarde; in Nuclear structure 1985, R. Brogliä, G.B. Hagemann and B. Herskind (eds.), North-Holland, Amsterdam, p. 449, 1985
- [GIZ81] J. Gizon, A. Gizon, S. Andre, J. Genevey, J. Jastrebski, R. Kossakowski, M. Moszynski, Z. Preibisz; Z. Phys. A 301 (1981) 67

- [GOV71] N.B. Gove, M.J. Martin; Nucl. Data Tables 10 (1971) 205
- [HAB84] W. Habenicht, L. Spanier, G. Korschinek, H. Ernst, E. Nolte; Proceedings to the 7th International Conference on Atomic Masses and Fundamental Constants, Darmstadt-Seeheim, 1984, O. Klepper (ed.), p. 244, Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt 1984
- [HAG78] R.S. Hager, E.C. Selter; Nucl. Data A 4 (1968) Nr. 5-6
- [HAL80] K. Halbach; Nucl. Instrum. Methods 169 (1980) 1
- [HAY80] S.I. Hayakawa, I.R. Hyman, J.K.P. Lee; Phys. Rev. C 22 (1980) 247
- [HEL82] H. Helppi, Y.H. Chung, P.J. Daly, S.R. Faber, A. Pakkanen, I. Ahmad, P. Chowdhury, Z.W. Grabowski, T.L. Khoo, R.D. Lawson, J. Blomqvist; Phys. Lett. 115B (1982) 11
- [HNA70] D.J. Hnatowicz, E. Hagebo, A. Kjelberg, R. Mohr, P. Patzelt; J. Inorg. Nucl. Chem. 32 (1970) 3137
- [HUY78] M. Huyse, K. Cornelis, G. Dumont, G. Lhersonneau, J. Verplancke, W.B. Walters; Z. Phys. A 239 (1978) 107
- [HUY88] M. Huyse, P. del Marmol, P. Dendooven, G. Reusen, P. van Duppen, J. Vanhorenbeeck, J. Wauters and P. Decrock; Annual Report, Leuven, Belgium, 1987
- [JAS80] J. Jastrebski, R. Kossakowski, J. Lukasiak, M. Moszynski, Z. Preibisz, S. Andre, J. Genevey, J. Gizon; Phys. Lett. 97 B (1980) 50
- [KAL88] L. Kalinowski; Proceedings of the International Workshop on Nuclear Structure of the Zirconium Region, Bad Honnef, April 1988 und private Mitteilungen
- [KAN84] E. Kankeleit, U. Gollerthan, G. Klotz, M. Kollatz, M. Krämer, R. Krieg, U. Meyer, H. Oeschler, P. Senger; Inst. für Kernphysik, Nucl. Instrum. Methods 234 (1985) 81
- [KAR80] A.W.B. Karlshoven, F.W.N. de Boer, W.H.A. Hesselink, S. Idzenga, J. Ludziejewski, F. Ottenhof, J.J. van Ruyven, H. Verheul, A. Knipper, G. Marquier, C. Richard-Serre, B. Bergersen, E. Hagebo, O. Scheidemann; Nucl. Phys. A 337 (1980) 120
- [KIR86] R. Kirchner, O. Klepper, D. Marx, G.-E. Rathke, B. Sherrill; Nucl. Instrum. Methods A 247 (1986) 265
- [KIR87] R. Kirchner; Nucl. Instrum. Methods B 26 (1987) 204
- [KIR87A] R. Kirchner, R. Barden, O. Klepper, A. Ptochoki, G.-E. Rathke, K. Rykaczewski, E. Roeckl, D. Schardt, J. Żylicz; GSI Scientific Report 1986, GSI 87-1 (1987) 254
- [KIR88] R. Kirchner, K.H. Burkard, W. Hüller; GSI Scientific Report 1987, GSI 88-1 (1988) p.339

- [KLE83] P. Kleinheinz; Proceedings of the International Symposium on Electromagnetic Properties of Atomic Nuclei, H. Horie and H. Ohnuma (eds.), p. 111, Tokio 1983
- [KLE85] P. Kleinheinz, K. Zuber, C. Conci, J. Protop, C.F. Liang, P. Paris, J. Blomqvist; Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2664
- [KLE85A] P. Kleinheinz, B. Rubio, M. Ogawa, M. Piiparinen, A. Płochocki, D. Schardt, R. Barden, O. Klepper, R. Kirchner, E. Roeckl, Z. Phys. A 223 (1985) 705
- [KLE87A] P. Kleinheinz; private Mitteilung
- [KLE87B] P. Kleinheinz, D. Schardt, R. Barden, A. Płochocki, B. Rubio, J. Styczen, H. Güven, J.L. Tain, R. Kirchner, O. Klepper, G. Walter, A. Huck, G. Marguier, J. Blomqvist; Proceedings to the 5th International Conference on Nuclei far from Stability, Rousseau Lake, Ontario, Canada, I.S. Towner (ed.), p. 494, (1987)
- [KLE87C] P. Kleinheinz, B. Rubio, J. Styczen, C.F. Liang, P. Paris, R. Barden, R. Kirchner, O. Klepper, E. Roeckl, D. Schardt, J. Szerypo, J. Blomqvist; Proposal for the Experiment 416 at GSI (Unilac), 1987
- [KLI72] J. van Klinken, K. Wisshak; Nucl. Instrum. Methods 98 (1972) 1
- [KLI75] J. van Klinken, S.J. Feenstra, K. Wisshak, H. Faust; Nucl. Instrum. Methods 130 (1975) 427
- [KLI78] J. van Klinken, S.J. Feenstra, G. Dumont; Nucl. Instrum. Methods 151 (1978) 433
- [KOP58] H. Kopfermann; Nuclear Moments, Acad. Press Inc., N.Y., 1958
- [KUN46] D.N. Kundu, M.L. Pool; Phys. Rev. 70 (1946) 111; D.N. Kundu, J.L. Hult, M.L. Pool; Phys. Rev. 77 (1950) 71
- [LED78] C.M. Lederer, V.S. Sherley (eds.); Table of isotopes. 7th Edn. (1978)
- [LIA87] C.F. Liang, P. Paris, P. Kleinheinz, B. Rubio, M. Piiparinen, D. Schardt, A. Płochocki, R. Barden; Phys. Lett. B 191 (1987) 245
- [LUN86] S. Lunardi, M. Piiparinen, M. Ogawa, G. de Angelis, P. Kleinheinz, J. Blomqvist; Proceedings of the International Physics Conference Harrogate, U.K., August 1986, Vol. 1, Abstract B141, p. 167
- [LYU66] V.L. Lyuboshitz, V.A. Onishchuk, M.I. Podgoretskii; Sov. J. Nucl. Phys. 3 (1966) 420
- [MAL85] J. van Maldeghem, K. Heyde, J. Sau; Phys. Rev C 32 (1985) 1067
- [MEY77] R.A. Meyer, R.P. Yaffe; Phys. Rev. C 15 (1977) 390
- [MOL61] E. Moll, Diplomarbeit München (1961)
- [NAG81] Y. Nagai, J. Styczen, M. Piiparinen, P. Kleinheinz, D. Bazzacco, P. v. Brentano, K.O. Zell, J. Blomqvist; Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1259
- [NOL82] E. Nolte, S.Z. Gui, G. Colombo, G. Korschinek, K. Eskola; Z. Phys. A 306 (1982) 223

- [NOL82A] E. Nolte, G. Colombo, S.Z. Gui, G. Korschinek, W. Schollmeier, P. Kubik, S. Gustavsson, R. Geier, H. Morinaga; *Z. Phys. A* 306 (1982) 211
- [NOL82B] E. Nolte, G. Korschinek, Ch. Setzensack; *Z. Phys. A* 309 (1982) 33
- [NOL83] E. Nolte; Proceedings of the International Symposium on Electromagnetic Properties of Atomic Nuclei, H. Horie and H. Ohnuma (eds.), p.129, Tokio 1983
- [OGA78] M. Ogawa, R. Broda, K. Zell, P.J. Daly, P. Kleinheinz; *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978) 289
- [OGA82] K. Ogawa; Proceedings of the International Conference on High Spins, p. 275, 1982
- [PAA73] V. Paar; *Nucl. Phys.A* 211 (1973) 29
- [PAA79] V. Paar; *Nucl. Phys.A* 331 (1979) 16
- [PAN56] P. Pandya; *Phys. Rev.* 103 (1956) 956
- [PII84] M. Piiparinen, P. Kleinheinz, K. Zuber, D. Schardt, O. Klepper, R. Kirchner, E. Roeckl, J. Blomqvist; IKP Annual Report, p.110, KFA Jülich 1984
- [RAS53] J.O. Rasmussen, S.G. Thompson, A. Ghiorso; *Phys. Rev.* 89 (1953) 33
- [RAT84] G.-E. Rathke; Diplomarbeit, Physik-Department der Technischen Universität München, 1984
- [RAT85] G.-E. Rathke, K. Rykaczewski, R. Kirchner, O. Klepper, V.T. Koslowsky, E. Roeckl, D. Schardt, I.S. Grant, P.O. Larsson, A. Płochocki, J. Żylicz, P. Tidemand-Petersson; *Z. Phys. A* 321, (1985) 599
- [RAT86] G.-E. Rathke, Doktorarbeit, Universität Mainz 1986
- [RAV84] H.L. Ravn; Proceedings of a Workshop on the ISOLDE Programme, B.W. Allardyce et al. (eds.), Zinal, Switzerland, June 18-22 (1984)
- [RAV86] H.L. Ravn; Proceedings of the Eleventh International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Technics Related to their Applications, Los Alamos, August 1986
- [RÖS78] F. Rösel, H.M. Fries, K. Adler, H.C. Pauli; *At. Data Nucl. Data Tables* 21 (1978) 110
- [RUB86] B. Rubio, A. Ercan, G. de Angelis, P. Kleinheinz, J.L. Tain, B. Brinkmüller, D. Paul, J. Meissburger, L.G. Mann, D.J. Decman, T.N. Massey, G.L. Struble, H.J. Scherer, J. Blomqvist; *Z. Phys A* 324 (1986) 27
- [RYK85] K. Rykaczewski, I.S. Grant, R. Kirchner, O. Klepper, V.T. Koslowsky, P.O. Larsson, E. Nolte, G. Nyman, E. Roeckl, D. Schardt, L. Spanier, P. Tidemand-Petersson, E.F. Zganjar, J. Żylicz; *Z. Phys. A* 322, (1985) 263
- [RYK87] K. Rykaczewski, R. Barden, J. Dobaczewski, H. Gabelmann, I.S. Grant, L. Kalinowski, R. Kirchner, O. Klepper, W. Nazarewicz, G. Nyman, A. Płochocki, G.-E. Rathke, E. Roeckl, D. Schardt, J. Żylicz; Proceedings to the 5th Internatio-

nal Conference on Nuclei far from Stability, Rousseau Lake, Ontario, Canada, I.S. Towner (ed.), p. 656, (1987)

- [RYK88] K. Rykaczewski, A. Płochocki, I.S. Grant, H. Gabelmann, R. Barden, D. Schardt, J. Żylicz, G. Nyman; to be submitted to Z. Phys. A and GSI Scientific Report 1987, GSI 88-1 (1988) 29
- [SCH84] D. Schardt, P.O. Larsson, R. Kirchner, O. Klepper, V.T. Koslowsky, E. Roeckl, K. Rykaczewski, K. Zuber, N. Roy, P. Kleinheinz, J. Blomqvist; Proceedings to the 7th International Conference on Atomic Masses and Fundamental Constants, Darmstadt-Seeheim, 1984, O. Klepper (ed.), p. 222, Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt 1984
- [SCH87] D. Schardt, R. Barden, R. Kirchner, O. Klepper, A. Płochocki, E. Roeckl, P. Kleinheinz, M. Piiparinen, B. Rubio, K. Zuber, C.F. Liang, P. Paris, A. Huck, G. Walter, G. Marguier, H. Gabelmann, J. Blomqvist; Proceedings to the 5th International Conference on Nuclei far from Stability, Rousseau Lake, Ontario, Canada, I.S. Towner (ed.), p. 477, (1987)
- [SCH88] D. Schardt, R. Barden, R. Kirchner, O. Klepper, E. Roeckl, P. Kleinheinz, B. Rubio, A. Huck, G. Walter; Verhandlungen DPG, p. 113, Berlin 1988 und GSI Scientific Report 1987, GSI 88-1 (1988) 27
- [SEK87] T. Sekine, J. Cerny, R. Kirchner, O. Klepper, V.T. Koslowsky, A. Płochocki, E. Roeckl, D. Schardt, B. Sherrill, B.A. Brown; Nucl. Phys. A467 (1987) 93
- [SHA63] A. de Shalit, I. Talmi; Nuclear Shell Theory, New York and London, Academic Press 1963
- [STE76] A.M. Stefanini, P.J. Daly, P. Kleinheinz, M.R. Maier, R. Wagner; Nucl. Phys. A 258 (1976) 34; A.M. Stefanini, P. Kleinheinz, M.R. Maier; Phys. Lett. 62 B (1976) 405
- [STO85] C.A. Stone, W.B. Walters; Hyperfine Interactions 22 (1985) 368
- [SUH88] J. Suhonen, A. Faessler, T. Taigel, T. Tomoda; Phys. Lett. B 202 (1988) 174
- [SZE88] J. Szerypo, R. Barden, R. Kirchner, O. Klepper, A. Płochocki, E. Roeckl, K. Rykaczewski, D. Schardt, J. Żylicz; Proceedings to the XXIII Zakopane School on Physics, April 1988
- [TAL62] I. Talmi; Rev. Mod. Phys. 34 (1962) 704
- [TOT70] K.S. Toth, R.L. Hahn, M.A. Ijaz, W.M. Sample; Phys. Rev. C 2 (1970) 1480
- [TOT87A] K.S. Toth, D.C. Sousa, J.M. Nitschke, P.A. Wilmarth; Phys. Rev. C 35 (1987) 310
- [TOT87B] K.S. Toth, D.C. Sousa, J.M. Nitschke, P.A. Wilmarth; Phys. Rev. C 35 (1987) 620
- [TOW85] I.S. Towner; Nucl. Phys. A 444 (1985) 402

- [VAC1] VACOMAX - Permanent Magnets on RECo Basis; Katalog M 040 der Firma Vakuumschmelze GmbH, Hanau
- [VAN83] D. Vandeplassche, E. van Walle, C. Nuytten, L. Vanneste; Nucl. Phys. A 396 (1983) 115c
- [WAP85] A.H. Wapstra, G. Audi; The 1983 atomic mass evaluation, Nucl. Phys. A 432 (1985) 1
- [WIS80] I.N. Wischniewski, H.V. Klapdor, P. Herges, H. Fromm, W.A. Zheldonozhski; Z. Phys. A 298 (1980) 21
- [ZUB85] K. Zuber, P. Kleinheinz, J. Zuber, C.F. Liang, P. Paris, J. Blomqvist; IKP Annual Report, p. 39, KFA Jülich 1985

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt Herrn Prof. E. Roeckl für die Stellung des Themas und die stetige Unterstützung und das Interesse an dieser Arbeit.

Ich danke Herrn Dr. D. Schardt für die hervorragende Betreuung und kompetente Beratung in jeder Phase dieser Arbeit.

Prof. J. Zylicz und Dr. P. Kleinheinz danke ich für viele interessante und anregende Diskussionen. Ihre mitreißende Begeisterung für die Physik möchte ich hier besonders hervorheben.

Dr. B. Rubio, Dr. G.-E. Rathke, Dr. O. Klepper, Dr. J. Szerypo, Prof. A. Plochocki, Dr. K. Rykaczewski, Dr. H. Gabelmann und Dr. I.S. Grant danke ich für die gute Zusammenarbeit bei mehreren Strahlzeiten, Mitarbeit bei der Datenauswertung und den vielen fruchtbaren Diskussionen. Dr. L. Kalinowski danke ich für die Diskussionen und Rechnungen bezügl. der Kernstruktur der doppelt ungeraden Indiumisotope.

Ich danke Dr. R. Kirchner für die stets exzellente Qualität der Ionenquellen und den damit verbundenen hervorragenden Experimentierbedingungen am On-Line-Massenseparator der GSI.

Die Experimente an ISOLDE/CERN wären nicht möglich gewesen ohne die Zusammenarbeit mit den Mitarbeitern der ISOLDE-Kollaboration. Besonders bedanken möchte ich mich bei O. Jonsson für die unermüdliche Hilfe beim Betrieb des Massenseparators.

Ich danke den Herren W. Hüller, C. Bruske, A. Brünle, K.H. Burkard, K.-H. Behr und D. Boyd, die auf alle mechanischen und elektronischen Probleme eine Lösung wußten. Besonders danke ich für die Mitarbeit beim Aufbau des Elektronenspektrometers und der Massenseparatorexperimente.

Den Herren Dr. R. Reinhardt, Dr. Eberth (Univ. Köln), Dr. J. van Klinken (Univ. Groningen), Dr. Th. Dresel (Univ. Frankfurt) und Prof. H. Backe (Univ. Mainz) danke ich für den sachkundigen Rat bei der Entwicklung des Elektronenspektrometers.

Frau K. Licht danke ich für die Unterstützung bei der Textverarbeitung, Frau A. Surges für das Lesen des Manuskripts, Frau I. Strehl für das Zeichnen vieler Bilder und Frau G. Otto für die künstlerischen Fotografien.

Den Damen und Herren Dr. M. Dutta, Dr. T. Köhl, Dr. D. Marx, A. Steinhof, Dr. B. Sherrill, Dr. F. Nickel, H. Keller danke ich für viele fruchtbaren Diskussionen.

Lebenslauf

08.03.58	Ich wurde am in Klotten/Mosel geboren
1964 - 1967	Besuch der Grundschule Klotten
1967 - 1973 v	Staatliche Realschule Cochem
1973 - 1976	Staatliches Martin-von-Cochem-Gymnasium in Cochem
01.07.76 - 30.09.77	Ableistung des Wehrdienstes
Oktober 1977	Aufnahme des Studiums der Physik an der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz
März 1982 - April 1985	Diplomarbeit am Institut für Physik der Universität Mainz unter der wissenschaftlichen Anleitung von Prof. H. Backe
Seit August 1985	Promotionsstipendium der Gesellschaft für Schwer- ionenforschung mbH in Darmstadt. Arbeitsgebiet: Kernspektroskopie an On-Line-Massen- separatoren.



